MANUALI HOEPLI

ELETTRICITÀ
E
MATERIA

DEL

D.[R] J. J. THOMSON

Professore di Fisica sperimentale nell' Università di Cambridge
Membro della Società Reale di Londra, ecc.

TRADUZIONE CON AGGIUNTE

DEL

D.[R] G. FAÈ

Libero Docente in Fisica sperimentale
Professore nel R. Liceo Parini di Milano

CON 18 INCISIONI

ULRICO HOEPLI
EDITORE LIBRAIO DELLA REAL CASA
MILANO

1905

INDICE[1]

CAPITOLO I.

---

[1] Il sommario dei capitoli e l'indice alfabetico (che si trova alla fine del volume) sono stati aggiunti dal Traduttore.

PREFAZIONE DEL TRADUTTORE

Oliviero Lodge, chiudendo una sua recensione sopra « ELETTRICITÀ E MATERIA » di J. J. Thomson, così scrive: « *è un libro che affascina, e la cui lettura sarà delle più interessanti per gli studenti di fisica e chimica* » (1).

Basterebbe, io credo, un giudizio simile — pronunciato dal grande Fisico dell'Università di Birmingham — per mostrare l'opportunità di accrescere la divulgazione di questo libro porgendolo anche tradotto in italiano. Aggiungasi — e questa è una lusinga mia, e non vorrei fosse un'illusione — che non solo ai giovani studenti ciò potrà tornare utile; ma benanco alla forte schiera di persone colte, le quali, sia per naturale impulso, sia per l'ufficio loro, provano il bisogno di seguire

(1) *Nature*, vol. 70, Londra, 26 maggio 1904.

— ovunque si manifestino — le fasi del pensiero scientifico, quale emana dalle menti preclare.

I problemi riguardanti la costituzione della materia e la natura dell'elettricità sono d'importanza capitale: ed è noto di quante speculazioni essi siano stati l'oggetto per opera dei maggiori filosofi di tutti i tempi. Ai di nostri la questione è entrata, si può dire, in una fase nuova e ricca di promesse. Le osservazioni e le esperienze che via via si sono andate accumulando con rapidità ognor crescente e — direi — quasi vertiginosa, hanno recato un notevole contributo alla soluzione di quei due problemi; tendendo a dimostrare, come osserva il Thomson, che la soluzione dell'uno aiuterebbe quella dell'altro. Già fin dal 1881 lo stesso J. J. Thomson, in un lavoro che fa epoca nella storia della filosofia naturale, gettava le basi di un nuovo edificio, consistenti nel concetto d'inerzia elettrica, palesata dai corpi elettrizzati in movimento. Seguendo con attenzione lo sviluppo di codesto edificio, pel quale molti scienziati — anche in Italia — spiegano una grande attività, sembrerebbe d'intravedere non lontano il giorno in cui il secolare problema dell'es-

senza della materia si presenti risolto. Ma si riescirà ad intendersi? Il dubbio è legittimo: giacchè, nostro malgrado, ci si affaccerà pure insieme — mirabile e fatale amplesso della scienza con la fede — il problema della vita: e l'uno coinvolgerà l'altro, forse per sempre, nel più profondo mistero.

Eccelsa, segreta
Nel buio degli anni
Dio pose la meta
De' nobili affanni (1).

Comunque sia, dalla mente e dalla penna del Thomson è uscito — come dice il Lodge — un libro davvero affascinante, e la cui lettura sarà delle più utili. Esso è la riproduzione di un corso di lezioni, che l'Autore fu invitato a tenere nella *Yale University* di New Haven. Dalla lettura di questo libro apparirà, senza dubbio, quanto intimo debba ritenersi il legame fra materia ed elettricità: così intimo — starei per dire — da essere tentati ad ammettere senz'altro, che l'una non sia che un diverso modo di presentarsi del-

(1) G. Zanella, *Sopra una conchiglia fossile.*

l'altra, parendo entrambe « *energia cinetica dell'etere turbinosamente in moto* » [1].

Il libro è diviso in sei capitoli, nel primo dei quali l'Autore, che ha sempre dato gran peso alla geniale concezione delle linee di forza del sommo Faraday, chiarisce tale concezione, la discute e ne dimostra la portata, meglio e più di quanto sia stato fatto sin'ora. È un capitolo da leggersi con la massima cura, onde poter seguire utilmente tutto il resto, di cui offre — per così dire — la chiave.

Il linguaggio che domina ovunque è piano, gli esempi opportuni, nitide le conclusioni: tuttavia, per intender bene, si richiede un certo grado di cultura scientifica; non superiore, però, in generale, a quello presumibile in chi abbia percorso le nostre scuole medie, in quanto percorrere significhi imparare. Se il libro, per avventura, capitasse fra le mani di Lettori *antimatematici* — che vorrebbero sempre bandite le formule — li avverto di non paventare: il significato delle medesime è esposto con chiarezza; ed accettatolo, pos-

---

[1] J. J. THOMSON, *Proc. of Cambridge Phil. Soc.*, XII. P. II., p. 83, april 1903.

sono tirare innanzi tranquillamente [1]. Quanto agli altri, o le conoscono già, o sapranno — più o meno rapidamente — farne la deduzione: i giovani, in particolare, troveranno incitamento allo studio di quei ponderosi lavori da cui esse ebbero origine. Corredare il libro di note od aggiunte in proposito parvemi, quindi, opera vana o superflua: così ho finito per lasciare le cose come stavano, evitando anche il pericolo di guastarle. Intesi su ciò, procediamo nel nostro rapido esame [2].

---

(1) A proposito di formule, e poichè il pregiudizio intorno alla loro *aridità* è molto diffuso anche tra persone di non poca cultura (veggasi, ad esempio, BODRERO, *Il Radio e il Monismo greco*, nell'*Italia Moderna*, 1° fasc. di ottobre 1904), non so trattenermi dal riprodurre le seguenti parole, che il sommo Hertz — lo scopritore delle onde elettriche, l'immediato precursore della telegrafia senza filo — scriveva, alludendo alla teoria elettromagnetica della luce (di Maxwell): « è impossibile studiare questa splendida teoria senza sentire, di quando in quando, che le formule matematiche hanno, per dir così, una vita loro propria, il loro proprio raziocinio: che esse sono più intelligenti di noi, più intelligenti del loro stesso autore, offrendoci più di quanto vi era stato introdotto. [Cfr. STOLETOW, *L'ether et la matière*, in *Lumière Electr.*, T. 35, 1890].

(2) Alcune aggiunte, però, mi sono creduto in obbligo di fare nell' ultimo capitolo, ove si tratta di un argomento

Esposto e discusso il concetto delle linee di forza e dei tubi di Faraday, l'Autore trae alcune conseguenze dal moto di quei tubi, applicandole allo studio del moto di una sfera elettrizzata e, conseguentemente, alla quantità di moto in un campo elettrico. Da tali premesse scaturisce il concetto di massa elettrica e di massa d'etere coinvolta, nonchè quello — ancor più sorprendente — che l'intera massa d'ogni corpo sarebbe propriò quella dell'etere che lo circonda, trasportata dai tubi di Faraday, associati agli atomi del corpo stesso: in conclusione, che tutta la massa è

---

che è in via di rapida evoluzione. Dai nuovi lavori sulla radioattività, comparsi dopo la pubblicazione del libro di Thomson, — e dei quali, per non cambiare il carattere del libro stesso, ho fatto cenno molto sommariamente — si rileverà come la nuova teoria sulla costituzione della materia appaia corroborata.

Nelle mie aggiunte — pure per non cambiare il carattere del libro — non ho fatto parola degli studî d'indole particolare sui fenomeni luminosi, chimici e fisiologici provocati dalle sostanze radioattive; nè dei varî tentativi di applicazione terapeutica, od altro. L'argomento, in breve volger di tempo, ha assunto un tale sviluppo ed una così grande importanza, da formare oggetto di trattati speciali: e tra questi ne citerò uno, notevolissimo, testè pubblicato dal Rutherford [*Radio-activity*, Cambridge, University Press, 1904].

massa d'etere; tutta la quantità di moto, quantità di moto dell'etere; tutta l'energia cinetica, energia cinetica dell'etere!

Nel terzo capitolo, esaminando gli effetti dovuti all'accelerazione dei tubi di Faraday, è additata una bella interpretazione dei raggi di Röntgen, nonchè delle onde luminose, considerando queste — in particolare — come fossero dovute a tremori, propagantisi in tubi di Faraday fortemente tesi.

Nel quarto è trattata l'ardua questione della struttura atomica dell'elettricità: struttura di cui l'Autore cita le prove più irrefragabili e — se non m'inganno — in modo veramente chiaro ed accessibile ad un gran numero di Lettori, trascinandoli a concludere così: noi adunque sappiamo di più intorno al fluido elettrico, che non intorno a fluidi simili all'aria ed all'acqua.

Il capitolo quinto riguarda la costituzione dell'atomo: e cioè la natura, il numero e la disposizione delle particelle — o corpuscoli — da cui esso risulterebbe formato. L'Autore discute ampiamente l'ipotesi della natura complessa dell'atomo, il modo con cui i corpuscoli che lo formano perdono o guadagnano energia; con particolare riguardo all'origine

degli elementi, alla legge periodica ed ai legami di affinità — dal punto di vista elettrico — per l'equilibrio delle molecole [1]. È uno dei punti culminanti per chiarezza e novità di vedute: onde contemplare le quali, l'Autore ricorre al concetto originale di *temperatura corpuscolare*, nettamente distinguendolo da quello comune di temperatura molecolare; giacchè, mentre questo rappresenta l'energia cinetica media dovuta al moto del centro di gravità dell'atomo, la temperatura corpuscolare equivale all'energia cinetica media dei corpuscoli entro l'atomo stesso.

Il libro si chiude con un succoso capitolo sui fenomeni di radioattività: dei quali è fatta brevemente la storia e posta in chiaro l'essenza, insieme ad un acuto esame critico delle teorie ventilate per la loro interpretazione — in raffronto con la teoria corpuscolare.

L'ordine di idee svolto dall'Autore in questo libro — idee, come abbiamo accennato, già da lui emesse in altri notevoli lavori — forma oggidì argomento di geniali discussioni tra i

---

[1] Per maggiori notizie in proposito si vegga una recente Memoria dello stesso Thomson, pubblicata nel *Philosophical Magazine*, marzo 1904.

maggiori scienziati. Particolarmente il concetto della struttura atomica dell'elettricità — come osserva il Righi [1] — « *mostra già di riescire così fecondo quanto l'analogo da lungo tempo ammesso rispetto alla costituzione della materia, in quanto che esso si presta a mettere in reciproca relazione, spesso anche quantitativamente, fenomeni che sembravano disparatissimi e fra loro indipendenti* » « *....La nuova teoria potrà forse acquistare col tempo una non piccola importanza anche dal punto di vista filosofico, poichè essa indica un nuovo modo di considerare la struttura della materia ponderabile e tende a ricondurre ad un'unica origine tutti i fenomeni del mondo fisico* ».

Comunque sia, possiamo concludere affermando che J. J. Thomson — con *Elettricità e Materia* — offre un bel lavoro di volgarizzazione, destinato senza dubbio ad eccitare le menti intorno a questioni che sono e saranno — come sempre lo furono — di capitale importanza. E io sarò lieto se il mio modesto lavoro di traduzione contribuirà a tener vivo l'interesse per la scienza. Fine a sè stessa o

---

[1] A. Righi, *La moderna teoria dei fenomeni fisici*, Bologna, Zanichelli, 1904.

no, essa rappresenta — nel suo più ampio significato — il miglior patrimonio, la fonte più pura del benessere individuale e di quello comune. E mi rivolgo in particolar modo ai giovani volonterosi, i quali — mentre la via del sapere si va loro dischiudendo — dalla vergine energia del pensiero sono bramosamente sospinti alla conoscenza di ogni cosa. A loro dunque, più che ad altri, è dedicato questo libro — piccolo di mole, ma grande per densità di pensiero — scritto da una mente superiore, col proposito di sempre più esaltare le sublimi armonie dell'universo.

Milano, febbraio, 1905.

G. FAÈ.

LA FONDAZIONE SILLIMAN

Nell'anno 1883 fu lasciato al Presidente e ai membri del Yale College, *nella città di New Haven, un legato di ottantamila dollari, da custodirsi — come dono dei figli — in memoria della loro amata ed onorata madre, signora Hepsa Ely Silliman.*

In base a questa fondazione, il Yale College *fu pregato ed incaricato di stabilire un corso annuale di lezioni, destinate ad illustrare la presenza, provvidenza, sapienza e bontà di Dio, quali si manifestano nel mondo fisico e nel mondo morale. Questo corso doveva essere intitolato: « Lezioni in memoria della Signora Hepsa Ely Silliman ».*

Com'era credenza del testatore, ogni esposizione ordinata dei fatti della natura, o della storia, avrebbe contribuito allo scopo di questa fondazione con più efficacia di qualsiasi tentativo di esaltare

i precetti della religione o della fede; e stabilì, per conseguenza, che dovessero venir escluse dal fine della fondazione stessa lezioni di teologia dogmatica o critica, e che gli argomenti dovessero scegliersi, piuttosto, nel campo delle scienze naturali e della storia; dando, in particolare, la preferenza all'astronomia, alla chimica, alla geologia ed all'anatomia.

Fu stabilito, inoltre, che ogni corso annuale dovesse raccogliersi in volume, da formar parte d'una serie in memoria della Signora Silliman. Il capitale commemorativo andò in possesso della Corporazione della Yale University *nell'anno 1902: ed il presente volume costituisce il primo della serie di lezioni commemorative.*

PREFAZIONE DELL'AUTORE

In queste lezioni, tenute alla Yale University *nel maggio 1903, ho tentato di discutere l'influenza dei recenti progressi, fatti nella scienza elettrica, sulle nostre teorie intorno alla costituzione della materia ed alla natura dell'elettricità: due questioni connesse probabilmente in modo tanto intimo, che la soluzione dell'una aiuterebbe quella dell'altra. Un aspetto caratteristico delle recenti indagini elettriche, quali lo studio e la scoperta dei raggi catodici, dei raggi di Röntgen e delle sostanze radioattive, è la condizione affatto speciale, in cui esse hanno posto il legame fra materia ed elettricità.*

Nel fare la scelta di un soggetto per le lezioni Silliman, mi è parso che dovesse riuscire opportuno un esame dell'influenza del recente lavorìo sull'anzidetta correlazione, specialmente perchè il discutere in proposito suggerisce una

moltitudine di problemi; i quali, a taluno dei miei uditori, fornirebbero splendido argomento per ulteriori investigazioni.

Cambridge, Agosto, 1903.

J. J. THOMSON.

ELETTRICITÀ E MATERIA

CAPITOLO I.

RAPPRESENTAZIONE DEL CAMPO ELETTRICO MEDIANTE LINEE DI FORZA

In questo corso di lezioni mi prefiggo di esporre, nel modo più semplice e famigliare che sia possibile, alcune teorie concernenti la natura dell'elettricità, nonchè dei processi che si manifestano nel campo elettrico e del nesso fra materia elettrica ed ordinaria, in armonia coi risultati delle indagini odierne.

Il progresso della scienza elettrica è stato di molto favorito dalle speculazioni aggirantisi intorno alla natura dell'elettricità; e sarebbe arduo davvero computare in modo adeguato i servigi resi da due teorie, antiche quasi al pari della scienza stessa: voglio dire le teorie note con le denominazioni di *« teoria dei due fluidi »* e *« teoria d'un sol fluido di elettricità »*.

La teoria dei due fluidi spiega i fenomeni dell'elettrostatica, supponendo che nell'universo esistano due fluidi increabili ed indistruttibili, la cui presenza darebbe origine ad effetti elettrici; uno di questi fluidi è chiamato *elettricità positiva*, l'altro *elettricità negativa:* ed i fenomeni elettrici sono spiegati attribuendo ai fluidi le seguenti proprietà. Le particelle del fluido positivo si respingono a vicenda con forze variabili in ragione inversa del quadrato della loro distanza, ed altrettanto fanno le particelle del fluido negativo; d'altra parte, le particelle del fluido positivo attraggono quelle del fluido negativo. L'attrazione fra due cariche, m ed m', di segni opposti, si suppone da taluno esattamente eguale alla ripulsione fra due cariche, m ed m', del medesimo segno, che occupassero la stessa posizione delle precedenti. In un altro modo di sviluppare la teoria, si suppone che l'attrazione ecceda un pochino la ripulsione, tanto da offrire una base per ispiegare la gravitazione.

I fluidi si suppongono mobilissimi ed atti a passare con grande facilità attraverso i conduttori. Lo stato elettrico d'un corpo è determinato dalla *differenza* tra le quantità dei due fluidi elettrici contenuti in esso; se contiene una quantità di fluido positivo mag-

giore del negativo, il corpo è elettrizzato positivamente; se contiene quantità eguali, esso è scarico. E poichè i fluidi sono increabili ed indistruttibili, la manifestazione del fluido positivo in un luogo dev'essere accompagnata dalla scomparsa della stessa quantità da qualche altro luogo; cosicchè, la produzione di elettrizzazione d'uno dei segni, deve sempre essere accompagnata dalla produzione d'una quantità eguale di elettrizzazione del segno opposto.

Secondo questa teoria, ogni corpo si suppone consistere in tre cose: materia ordinaria, elettricità positiva ed elettricità negativa. Queste due ultime, si ammette che esercitino azioni sopra sè stesse e l'una sull'altra; ma, nella forma primitiva della teoria, nessuna azione era contemplata tra la materia ordinaria e i fluidi elettrici; fu in epoca relativamente vicina, che Helmholtz introdusse l'idea d'un'attrazione specifica tra la materia ordinaria ed i fluidi stessi. Egli lo fece per ispiegare la cosidetta elettricità di contatto, vale a dire la separazione di elettricità prodotta quando due metalli, ad esempio rame e zinco, sono posti fra loro in contatto, lo zinco diventando elettrizzato positivamente ed il rame negativamente. Helmholtz suppose, che fra la materia ordinaria ed i

fluidi elettrici si esercitino delle forze, variabili con le differenti specie di materia: così, l'attrazione dello zinco verso l'elettricità positiva sarebbe maggiore di quella del rame, permodochè, quando questi metalli sono posti in contatto, lo zinco toglie al rame parte della sua elettricità positiva.

Nella teoria dei due fluidi sussiste un'indeterminazione, che si può mettere in chiaro considerando un corpo elettrizzato. Riguardo ad un tal corpo la teoria dei fluidi dice soltanto, che esso contiene eguali quantità dei medesimi, ma nulla indica intorno al loro valore assoluto: è implicito, che se al corpo si aggiungano quantità eguali dei fluidi, il corpo stesso rimarrà inalterato, poichè quantità eguali dei due fluidi si neutralizzano esattamente. Se noi consideriamo questi fluidi come qualchecosa di più sostanziale dei simboli matematici + (più) e — (meno), insorgono delle difficoltà; ad esempio, considerandoli come fluidi fisici, dobbiamo supporre, che il miscuglio dei due fluidi in eguali proporzioni sia un qualchecosa affatto privo di proprietà fisiche, giacchè la sua esistenza non è mai stata palesata.

L'altra teoria — la teoria d'un sol fluido di Beniamino Franklin — va esente da questa obbiezione. Secondo Franklin, esiste un sol fluido elettrico, il positivo; l'ufficio dell'altro

è adempiuto dalla materia ordinaria, le cui particelle si attraggono a vicenda ed attraggono il fluido positivo, precisamente come fanno le particelle del fluido negativo nella teoria dei due fluidi. Quando la materia non è elettrizzata, si ammette che sia unita ad una quantità di fluido elettrico tale, che l'attrazione della materia sopra una porzione di fluido elettrico esterno, sia esattamente sufficiente a bilanciare la ripulsione, esercitata sullo stesso fluido, dal fluido elettrico associato alla materia. Secondo questa teoria, nota la quantità di materia in un corpo, resta subito determinata la quantità di fluido elettrico.

I servigi, che le teorie dei fluidi hanno reso all'elettricità, sono indipendenti dalla nozione di un fluido dotato di qualsiasi proprietà fisica; i fluidi furono finzioni matematiche, intese unicamente a dare asilo alle attrazioni ed alle ripulsioni esistenti fra corpi elettrizzati, e servirono quali mezzi, col cui sussidio lo splendido sviluppo matematico della teoria delle forze variabili in ragione inversa del quadrato della distanza (che fu inspirato dalla scoperta della gravitazione) potè essere condotto a reggere i fenomeni elettrici. Finchè ci restringiamo alle questioni, che abbracciano soltanto la legge delle forze tra

corpi elettrizzati e la produzione simultanea di quantità eguali di elettricità + (positiva) e — (negativa), entrambe le teorie debbono dare gli stessi risultati, e non vi può esser nulla che permetta di decidere tra l'una e l'altra. Quei fisici e matematici, ai quali si deve il maggiore sviluppo delle « *teorie dei fluidi,* » si limitarono a problemi di tal genere; e perfezionarono ed idealizzarono il concetto di codesti fluidi al punto, che ogni riferimento alle loro proprietà fisiche era considerato come poco scrupoloso. Ma non si può sperare di distinguere fra le teorie rivali dei fluidi senza lo studio di fenomeni, che abbraccino le proprietà fisiche dei fluidi medesimi. Consideriamo un caso, presentatosi recentemente. Si è stati in grado di misurare le masse associate con determinate cariche elettriche nei gas a basse pressioni, e si è trovato, che la massa associata con una carica positiva, è immensamente maggiore di quella associata con una carica negativa. Tale differenza è quella prevedibile dalla teoria frankliniana di un fluido, quando la si modifichi in modo da far corrispondere il fluido elettrico all'elettricità negativa, anzichè alla positiva; mentre, nella teoria dei due fluidi, non abbiamo ragione alcuna per prevedere una così grande differenza. Resteremo, ne son certo, colpiti

dall'analogia di alcune fra le teorie, che i risultati delle più recenti indagini ci conducono ad ammettere, con quella enunciata da Franklin quando il soggetto era ancora nella sua prima infanzia.

Teoria delle linee di forza di Faraday.

Nelle teorie dei fluidi, per la loro stessa natura, è implicita l'idea di azione a distanza. Tale idea, sebbene la sua opportunità per l'analisi matematica l'abbia resa accettabile da varî matematici, è una di quelle che parecchi tra i maggiori fisici hanno provato assoluta ripugnanza ad accettare: e dedicarono molta riflessione e lavoro per sostituirvi qualchecosa, che includesse la continuità meccanica. Eminentissimo tra questi è Faraday. Egli fu profondamente colpito dall'assioma, o, se così vuol dirsi, dal dogma, che la materia non può agire dove non esiste. Faraday, che possedeva, io credo, un intuito matematico quasi senza rivali, non aveva avuto alcun ammaestramento nell'analisi; cosicchè, l'opportunità dell' idea di azione a distanza a scopo di calcolo, non ebbe influenza alcuna nel mitigare l'avversione, che sentiva per quest' idea di forze

agenti lungi dalla loro base e senza verun legame fisico con la loro origine. Egli, quindi, si studiò di trovar qualche maniera di rappresentare le azioni nel campo elettrico, la quale lo liberasse dall'idea di azione a distanza, e sostituirla con una, che facesse spiccare qualche legame continuo tra i corpi esercitanti le forze. E vi riuscì con la concezione delle linee di forza. Siccome dovrò continuamente far uso di questo metodo, e siccome credo che la sua efficacia e le sue possibilità non sieno mai state adeguatamente comprese, dedicherò un po' di tempo alla discussione ed allo sviluppo di questa concezione del campo elettrico.

Il metodo fu suggerito a Faraday dalla considerazione delle linee, che circondano una sbarra magnetizzata. Lasciando cadere della limatura di ferro sopra una superficie liscia in prossimità d'una calamita, le particelle di ferro si dispongono da sè come nella fig. 1; cioè in modo da segnare delle linee ben distinte, procedenti dall'uno all'altro polo. La direzione di queste linee, in ogni punto, coincide con la direzione della forza magnetica, mentre l'intensità della forza stessa è indicata dalla concentrazione delle linee. Partendo da un punto qualunque del campo e movendosi sempre secondo la direzione della forza ma-

gnetica, si percorrerà una linea che non avrà termine finchè non siasi raggiunto il polo negativo (o sud) della calamita; se linee consi-

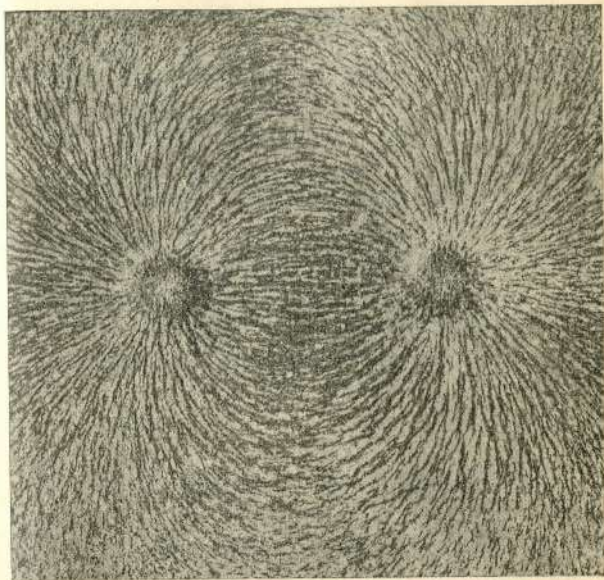



Fig. 1.

mili s'immaginano tracciate per tutti i punti del campo magnetico, lo spazio, attraverso il quale esso si estende, sarà ripieno d'un sistema di linee, che daranno allo spazio stesso

una struttura fibrosa, simile a quella posseduta da un mucchio di fieno o di paglia, essendo i grani, che formano la struttura, disposti secondo le linee di forza. Fin qui ho parlato soltanto di linee di forza magnetica: ma le stesse considerazioni sono applicabili al campo elettrico; e noi possiamo riguardare il medesimo come fosse ripieno di linee di forza elettrica, procedenti dai corpi elettrizzati positivamente verso quelli elettrizzati negativamente. Fino a questo punto il processo è stato puramente geometrico ed avrebbe potuto essere impiegato da coloro, che considerano la quistione dal punto di vista dell'azione a distanza; per Faraday, però, le linee di forza erano ben più d'un'astrazione matematica — esse erano realtà fisiche. Faraday materializzava le linee di forza e le dotava di proprietà fisiche, in modo da spiegare i fenomeni del campo elettrico. Così, egli supponeva che fossero in uno stato di tensione e si respingessero a vicenda. In luogo d'un'azione intangibile a distanza tra due corpi elettrizzati, Faraday riguardava l'intero spazio tra i corpi come ripieno di molle (flussi) in tensione, respingentisi mutuamente. Secondo questo modo di vedere, le cariche elettriche, per le quali soltanto era stata data un'interpretazione nelle teorie dei fluidi, erano pre-

cisamente le estremità di queste molle (flussi); ed una carica elettrica, invece di essere una porzione di fluido confinata nel corpo elettrizzato, era un vasto arsenale di molle, o flussi, che si estendevano in ogni direzione a tutti i punti del campo.

Per chiarire le nostre idee su questo argo-

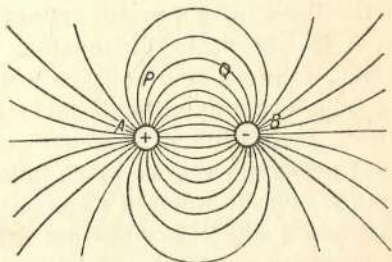



Fig. 2.

mento, consideriamo qualche caso semplice dal punto di vista di Faraday. Esaminiamo dapprima quello di due corpi dotati di cariche eguali ed opposte, le cui linee di forza sono rappresentate nella fig. 2. Voi notate, che le linee di forza sono più fitte secondo *A B*, linea congiungente i due corpi, e che vi è maggior numero di linee di forza dalla parte di *A* affacciata a *B*, che non dalla parte opposta. Si consideri l'effetto delle linee di forza su *A*:

esse sono in uno stato di tensione e, in *A*, tirano; siccome ve n'ha di più tiranti da *A* verso *B*, che non dalla parte opposta, la trazione subita da *A* verso *B* supera quella da *B* verso *A*, cosicchè *A* sarà sollecitato a muoversi verso *B*. Era in tal modo che Faraday si rappresentava l'attrazione fra corpi oppostamente elettrizzati. Esaminiamo ora la condizione d'una delle linee di forza incurvate, quale *PQ*; essa è in uno stato di tensione e, per conseguenza, tenderà a diventare rettilinea: in qual modo le è impedito di farlo e come è mantenuta in equilibrio secondo una linea curva? Noi possiamo vedere la ragione di ciò rammentando, che le linee di forza si respingono a vicenda e che esse sono più fitte nella regione compresa fra *P Q* ed *A B*, che non nella regione situata al di là di *PQ*; quindi la ripulsione delle linee fra *P Q* ed *A B* sarà maggiore della ripulsione di quelle esterne a *PQAB* e così la linea *PQ* si piegherà all'infuori.

Passiamo ora dal caso di due corpi oppostamente elettrizzati, a quello di due elettrizzati in modo simile e le cui linee di forza sono rappresentate nella fig. 3. Supponiamo che *A* e *B* sieno elettrizzati positivamente: poichè le linee di forza partono dai corpi elettrizzati positivamente e terminano a quelli

elettrizzati negativamente, le linee partenti da *A* e *B* procederanno oltre per raggiungere qualche corpo, o corpi, con delle cariche negative corrispondenti alle positive di *A* e *B*; supponiamo che queste cariche si trovino a distanza considerevole, per cui le linee

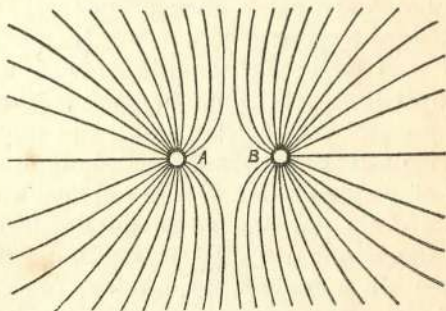



Fig. 3.

di forza emananti da *A*, se *B* non fosse presente, si estenderebbero con uniformità, in tutte le direzioni, nella regione del campo che stiamo esaminando. Si consideri ora l'effetto che risulta coll'avvicinare i sistemi di linee di forza corrispondenti ad *A* e *B*; poichè queste linee si respingono a vicenda, le linee di forza dalla parte di *A* affacciata a *B* saranno respinte nella parte opposta di *A*, cosicchè ora, da que-

sta parte, esse saranno più fitte; quindi la trazione, esercitata posteriormente su A dalle linee di forza, sarà maggiore di quella esercitata di fronte e si avrà per risultato, che A sarà respinto da B. Notiamo, che il meccanismo determinante la ripulsione, è precisamente dello stesso tipo di quello che pro duce l'attrazione nel caso precedente; e, se così piace, possiamo riguardare la ripulsione fra A e B come dovuta alle attrazioni su A e su B delle *cariche complementari negative*, che debbono esistere in altri punti del campo.

I risultati della ripulsione delle linee di forza si vedono chiaramente nel caso rappresentato dalla fig. 4, cioè in quello di due lamine oppostamente elettrizzate; noterete che le linee di forza tra le lamine, fuorchè in prossimità degli spigoli, sono rette: e ciò è quanto dovremmo prevedere, giacchè la pressione esercitata in un verso dalle linee di forza sopra una linea situata in questa regione del campo, sarà eguale alla pressione esercitata in verso opposto dalle linee simmetriche alle prime rispetto a quella che subisce l'azione. Invece, per una linea di forza prossima allo spigolo della lamina, la pressione delle linee interne sarà maggiore di quella proveniente dalle esterne e quindi la linea considerata farà ventre all'infuori, fin-

chè la sua curvatura e tensione non controbilancino la pressione esercitata dall'interno. Tale rigonfiamento si vede molto chiaramente nella figura 4.

Fin qui il nostro uso delle linee di forza è stato descrittivo, anzichè metrico; è facile,

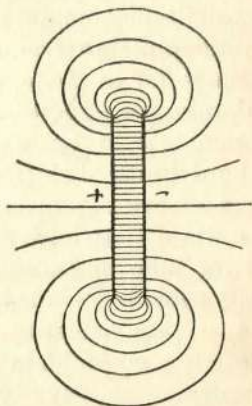



Fig. 4.

però, sviluppare il metodo in guisa da renderlo metrico. Possiamo far questo, introducendo l'idea di *tubi di forza*. Se per ogni punto del contorno d'una piccola curva chiusa qualsiasi, posta nel campo elettrico, conduciamo le linee di forza, queste linee formeranno una superficie tubulare, e se noi le seguiamo pro-

cedendo dalla superficie elettrizzata positivamente, da cui esse hanno origine, verso quella elettrizzata negativamente, sulla quale finiscono, possiamo dimostrare, che la carica positiva racchiusa dal tubo alla sua origine, è eguale alla carica negativa racchiusa dal medesimo al suo termine. Scegliendo opportunatamente l'area della piccola curva, per i punti della quale immaginiamo tracciate le linee di forza, possiamo far in modo, che la carica racchiusa dal tubo sia eguale all'unità di carica. Chiamiamo *tubo di Faraday* un tubo simile: allora ogni unità d'elettricità positiva nel campo può essere riguardata come l'origine, ed ogni unità d'elettricità negativa come il termine di un tubo di Faraday. Noi consideriamo questi tubi di Faraday come aventi una direzione, e precisamente quella stessa della forza elettrica, cosicchè la direzione positiva è dall'estremo positivo verso il negativo del tubo. Se noi tracciamo una superficie chiusa qualunque, la differenza tra il numero dei tubi di Faraday che escono attraverso la superficie ed il numero di quelli che entrano, sarà eguale alla somma algebrica delle cariche esistenti nell'interno della superficie: questa somma corrisponde a ciò che Maxwell chiamò *spostamento elettrico* attraverso la superficie. Ciò che Maxwell chiamò *sposta-*

mento elettrico, relativo ad un punto, in una direzione qualsiasi è il numero di tubi di Faraday passanti per l'unità d'area condotta per il punto normalmente alla direzione considerata, calcolando il numero algebricamente, cioè assumendo come positive le linee che attraversano il punto in una direzione, e come negative quelle che lo attraversano nella direzione opposta: per cui il numero passante attraverso l'area è la differenza fra quello corrispondente alla direzione positiva e quello corrispondente alla negativa.

Per parte mia, ho trovato che il concetto di tubi di Faraday ci porta assai più rapidamente di quello di spostamento elettrico, a formarci una rappresentazione mentale dei processi che succedono nel campo elettrico: e da molti anni ho abbandonato l'ultimo metodo.

Maxwell abbracciò la quistione delle tensioni e pressioni nelle linee di forza nel campo elettrico e portò il problema un passo più innanzi di Faraday. Calcolando l'ammontare di queste tensioni, egli dimostrò, che gli effetti meccanici nel campo elettrostatico potrebbero spiegarsi supponendo, che ogni tubo di forza di Faraday eserciti una tensione eguale ad R, essendo R l'intensità della forza elettrica e che, oltre a questa tensione, esista nel mezzo,

attraverso cui passano i tubi, una pressione idrostatica eguale a $\frac{1}{2} N R$, essendo N la densità dei tubi di Faraday, cioè il loro numero passante per l'unità di area condotta normalmente alla forza elettrica. Se consideriamo l'effetto di queste tensioni e pressioni sull'unità di volume del mezzo nel campo elettrico, vediamo che esse equivalgono ad una tensione $\frac{1}{2} N R$ secondo la direzione della forza elettrica, e ad una egual pressione in ogni direzione normale a questa forza.

Tubi di Faraday in moto.

Fino a questo punto abbiamo supposto, che i tubi di Faraday sieno in quiete: ora procederemo allo studio degli effetti che derivano dal moto di questi tubi. Cominciamo a considerare un caso molto semplice: quello di due lamine parallele A e B cariche, una di elettricità positiva, l'altra di elettricità negativa; e supponiamo che le lamine stesse, dopo essere state caricate, vengano poste in comunicazione mediante un filo conduttore EFG. Questo filo attraverserà qualcuno dei tubi gia-

centi all'esterno; i quali, quando sono in un conduttore, si contraggono al punto da assumere dimensioni paragonabili a quelle delle molecole e scomparisce, quindi, la ripulsione, che prima essi esercitavano sui tubi vicini. Si consideri l'effetto, che ne deriva, sopra un tubo PQ situato fra le lamine: in origine PQ era in equilibrio sotto la propria tensione e la ripulsione esercitata dai tubi vicini. Ora, però, sono scomparse le ripulsioni dovute a quelli intersecati da EFG, sicchè PQ non resterà più in equilibrio, ma sarà spinto verso EFG. Del pari, altri ed altri tubi saranno spinti verso EFG e noi avremo un moto, verso EFG, di tutta la serie di tubi giacenti fra le lamine. In tal modo, mentre avviene la scarica delle lamine, i tubi compresi fra esse sono in moto in direzione normale alla propria. Quale effetto fisico accompagna questo moto dei tubi? Il risultato di far comunicare le lamine mediante EFG consiste nella produzione d'una corrente di elettricità, procedente, nel

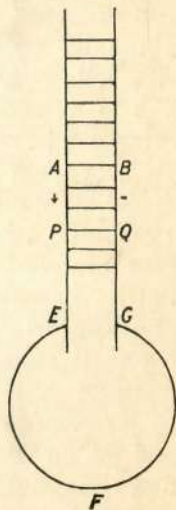



Fig. 5.

filo EFG, dalla lamina caricata positivamente verso quella caricata negativamente: e questa corrente, come sappiamo, è accompagnata da una forza magnetica fra le lamine. Questa forza magnetica è ad angolo retto col piano del foglio ed eguale a 4π volte l'intensità della corrente nelle lamine, od anche, se σ è la densità della carica elettrica sulle lamine e v la velocità con cui si muove la carica, la forza magnetica è eguale a $4\pi\sigma v$.

Noi abbiamo qui due fenomeni, che non avrebbero luogo in un campo elettrostatico costante; uno, il moto dei tubi di Faraday, l'altro, l'esistenza d'una forza magnetica: il che suggerisce, che vi è un nesso fra i due e che il moto dei tubi di Faraday è accompagnato dalla produzione di forza magnetica. Io ho seguito le conseguenze di questa ipotesi ed ho dimostrato che, se il nesso tra la forza magnetica ed i tubi in moto è quello sopraindicato, l'ipotesi stessa rende conto delle leggi di Ampère, colleganti la forza magnetica e la corrente, come pure della legge di Faraday relativa all'induzione delle correnti. Il grande contributo di Maxwell alla teoria elettrica, che, cioè, una variazione nello spostamento elettrico in un dielettrico produce forza magnetica, consegue immediatamente da tale ipotesi. Infatti, poichè lo spostamento elettrico

è misurato dalla densità dei tubi di Faraday, se lo spostamento in un luogo qualsiasi cambia, i tubi di Faraday debbono avvicinarsi a quel luogo od allontanarsene: e moto di tubi di Faraday implica, per ipotesi, forza magnetica.

La legge, che collega la forza magnetica coi tubi di Faraday, è la seguente: un tubo di Faraday moventesi con la velocità v in un punto P, produce in P una forza magnetica la cui intensità è $4\pi v \operatorname{sen} \vartheta$ e la cui direzione è normale al tubo ed anche alla direzione del suo moto, intendendo con ϑ l'angolo formato dal tubo di Faraday con la direzione secondo cui esso si muove. Noi vediamo, che è soltanto il moto di un tubo normalmente alla propria direzione, che produce forza magnetica; una forza simile non è prodotta dallo scorrimento del tubo secondo la propria lunghezza.

Moto d'una sfera carica.

Applicheremo questi risultati ad un caso molto semplice ed importante — il moto uniforme d'una sfera carica. Se la velocità della sfera è piccola in confronto della velocità

della luce, i tubi di Faraday, come quando la sfera è in quiete, saranno uniformemente distribuiti ed avranno la direzione dei raggi. Essi saranno trasportati insieme con la sfera. Se e è la carica della sfera di centro O, la densità dei tubi di Faraday in P è $\frac{e}{4\pi \overline{OP}^2}$; cosicchè, se v è la velocità della sfera, ϑ l'an-

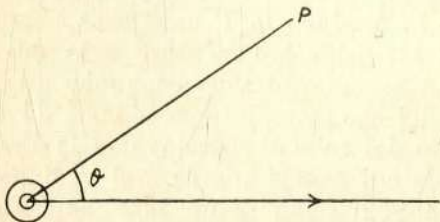



Fig. 6.

golo formato da OP con la direzione del moto della sfera, allora, in conformità alla regola precedente, la forza magnetica in P sarà $\frac{e\,v \operatorname{sen} \vartheta}{r^2}$, la sua direzione sarà normale ad OP, come pure alla direzione del moto della sfera; le linee di forza magnetica, quindi, saranno circonferenze aventi i loro centri sulla traiettoria del centro della sfera ed i loro piani normali a questa traiettoria. Dunque una carica elettrica in moto sarà accompa-

gnata da un campo magnetico. L'esistenza d'un campo magnetico implica energia: noi sappiamo, che in una unità di volume del campo, ove la forza magnetica è H, vi sono $\frac{\mu H^2}{8 \pi}$ unità d'energia, essendo μ la permeabilità magnetica del mezzo. Nel caso della sfera in moto, l'energia per unità di volume in P è $\frac{\mu e^2 v^2 \operatorname{sen}^2 \vartheta}{8 \pi O P^4}$. Facendo la somma di questa energia per tutti i punti del campo, troviamo che il suo ammontare è $\frac{\mu e^2 v^2}{3 a}$, in cui a è il raggio della sfera. Indicando con m la massa della sfera, l'energia cinetica da essa posseduta è $\frac{1}{2} m v^2$; in aggiunta a questa noi abbiamo l'energia esterna alla sfera, che, come abbiam visto, è $\frac{\mu e^2 v^2}{3 a}$; per cui l'energia totale del sistema è

$$\frac{1}{2}\left(m + \frac{2 \mu}{3} \frac{e^2}{a}\right) v^2:$$

cioè l'energia è quella che corrisponderebbe ad una sfera di massa $m + \frac{2 \mu}{3} \frac{e^2}{a}$ invece di m. Dunque, in conseguenza della carica elettrica,

la massa della sfera è misurata da $\frac{2\mu e^2}{3a}$. Questo è un risultato molto importante, giacchè dimostra, che parte della massa d'una sfera carica è dovuta alla carica stessa. In seguito avrò da esporre delle considerazioni, le quali dimostrano non essere impossibile, che tutta quanta la massa d'un corpo possa avere cotale origine.

Comunque sia, prima d'abbandonare questo punto, vorrei, con qualche analogia presa da altri rami della fisica, porre in evidenza l'aumento che ha luogo nella massa della sfera. La prima di tali analogie s'incontra nel caso d'una sfera moventesi in un liquido di attrito trascurabile. Quando la sfera è in moto, fa sì che il liquido circostante si sposti con velocità proporzionale a quella della sfera stessa, cosicchè per muovere la sfera non dovremo spostare soltanto la sostanza che la costituisce, ma anche il liquido che la circonda; la conseguenza di ciò, è, che la sfera si comporta come se la sua massa fosse aumentata di quella d'un certo volume del liquido. Questo volume, come fu dimostrato da Green nel 1833, equivale a metà del volume della sfera. Nel caso d'un cilindro moventesi in direzione normale alla propria lunghezza, la sua massa riesce aumentata d'una massa pari a quella

d'un egual volume di liquido. Nel caso d'un corpo oblungo, rassomigliante ad un cilindro, la quantità di cui viene aumentata la massa dipende dalla direzione secondo la quale si muove il corpo, essendo molto minore quando esso si sposta con la parte acuminata in avanti, che non quando si sposta di fianco. La massa d'un tal corpo dipende, dunque, dalla direzione secondo cui si muove.

Ritorniamo, pertanto, alla nostra sfera elettrizzata in moto. Abbiamo visto che, in virtù della sua carica, la massa riesce aumentata di $\frac{2\mu e^2}{3a}$; per cui, se il moto avviene con velocità v, la quantità di moto non è mv, bensì

$$\left(m + \frac{2\mu e^2}{3a}\right)v.$$

La quantità di moto addizionale $\frac{2\mu e^2}{3a}v$ non è nella sfera, ma nello spazio che la circonda. Vi è in questo spazio una *quantità di moto nel senso meccanico ordinario*, il cui valore risultante è $\frac{2\mu e^2}{3a}v$ e la cui direzione è parallela a quella del moto della sfera. È importante imprimersi bene in mente, che questa quantità di moto non differisce in alcun modo dalla quantità di moto ordinariamente considerata

nella meccanica e può essere aggiunta alla quantità di moto dei corpi in moto, o sottratta da essa. Io vorrei rappresentarvi, per così dire, al vivo e con la maggior efficacia possibile, l'esistenza di codesta quantità di moto, poichè la ricognizione sua rende il comportamento del campo elettrico perfettamente analogo a quello d'un sistema meccanico. Sceglieremo un esempio: secondo la terza legge del moto di Newton, l'azione e la reazione sono eguali ed opposte, per cui la quantità di moto d'un sistema conservativo, in qualsiasi direzione, è invariabile. Ora, nel caso di parecchi sistemi elettrici, vi sono apparenti violazioni di questo principio. Così, quando un corpo elettrizzato ed in quiete, è colpito da un'onda elettrica, il corpo stesso, esposto alla forza elettrica risiedente nell'onda, acquista velocità e quantità di moto, sicchè quando l'onda è passata sopra di esso, la sua quantità di moto non è più quella che aveva in origine. Per cui, se restringessimo la nostra attenzione alla quantità di moto del corpo carico, vale a dire ammettessimo, che la quantità di moto fosse necessariamente limitata a ciò che consideriamo come materia ordinaria, la terza legge del moto sarebbe stata violata; giacchè l'unica quantità di moto riconosciuta da questo punto di vista ristretto,

ha subito variazione. Però, quando si riconosca l'esistenza della quantità di moto nel campo elettrico, il fenomeno vien messo in armonia col suddetto principio. Infatti, secondo questa teoria, prima che l'onda raggiungesse il corpo carico, esisteva quantità di moto nell'onda, ma non nel corpo; dopo il passaggio dell'onda, vi è della quantità di moto nel corpo e minor quantità nell'onda, essendo la perdita di quantità di moto di questa eguale al guadagno di quantità di moto fatto dal corpo.

Procediamo ora a considerare più particolarmente tale quantità di moto. Nelle mie « *Recenti ricerche intorno all'elettricità ed al magnetismo* (*Recent Researches on Electricity and Magnetism*) » ho calcolato l'ammontare della quantità di moto in un punto qualsiasi del campo elettrico, ed ho dimostrato, che se N è il numero dei tubi di Faraday passanti attraverso ad una unità di area normale alla loro direzione, B l'induzione magnetica, ϑ l'angolo compreso fra l'induzione ed i tubi di Faraday, allora la quantità di moto per unità di volume è eguale ad $N B \operatorname{sen} \vartheta$, essendo la direzione della quantità di moto normale all'induzione magnetica, come pure ai tubi di Faraday. Parecchi di voi noteranno, che la quantità di moto è parallela a ciò, che si

chiama vettore di Poynting — il vettore, la cui direzione, indica la direzione secondo cui l'energia fluisce attraverso il campo.

Momento della quantità di moto dovuta ad un punto elettrizzato e ad un polo magnetico.

Per famigliarizzarci con questa distribuzione della quantità di moto, consideriamo, in particolare, alcuni casi semplici. Cominciamo col più semplice, cioè con quello di un punto elettrizzato e di un polo magnetico: sia A (fig. 7) il punto, B il polo. Allora, poichè la quantità di moto in un punto qualunque P è ad angolo retto con $A\,P$ (direzione dei tubi di Faraday) come pure con $B\,P$ (induzione magnetica), noi vediamo che la quantità di moto sarà perpendicolare al piano $A\,B\,P$; per cui se tracciamo una serie di linee tali, che la loro direzione coincida in ogni punto con la direzione della quantità di moto in quel punto, codeste linee formeranno una serie di circonferenze

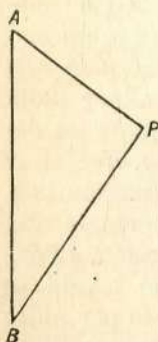



Fig. 7.

coi loro piani perpendicolari alla linea $A B$ e coi loro centri su questa linea. Tale distribuzione della quantità di moto, per quanto concerne la direzione, corrisponde a quella posseduta da una trottola girante intorno ad $A B$. Proponiamoci ora di trovare a che cosa equivale questa distribuzione della quantità di moto nel campo.

È evidente che la quantità di moto risultante, in ogni direzione, è nulla; ma poichè il sistema ruota intorno ad $A B$, ed il verso della rotazione è ovunque lo stesso, il momento di rotazione rispetto ad $A B$ della quantità di moto avrà un valore finito. Calcolando tale valore mediante l'espressione della quantità di moto data precedentemente, otteniamo l'espressione molto semplice $e\, m$ come valore del momento della quantità di moto intorno ad $A B$, essendo e la carica del punto ed m l'intensità del polo. Mediante questa espressione noi possiamo immediatamente trovare il momento della quantità di moto per una distribuzione qualunque di punti elettrizzati e di poli magnetici.

Ritornando al sistema del punto e del polo, questa concezione della quantità di moto del sistema conduce direttamente al computo della forza agente sopra una carica elettrica, o sopra un polo magnetico, in moto. Suppon-

gasi, infatti, che nel tempo δt il punto elettrizzato si sposti da A in A': il momento della quantità di moto resta sempre $e\,m$, ma il suo asse diventa $A'B$ invece di AB. Il momento della quantità di moto del campo riesce in tal modo cambiato, ma il momento totale della quantità di moto del sistema comprendente punto, polo e campo deve essere costante, per cui la variazione nel momento della quantità di moto del campo bisogna che sia accompagnata da una variazione eguale ed opposta nel momento della quantità di moto del polo e del punto. La quantità di moto guadagnata dal punto dev'essere eguale ed opposta a quella guadagnata dal polo, giacchè la quantità totale è nulla. Chiamando ϑ l'angolo ABA', la variazione nel momento della quantità di moto è $e\,m$ sen ϑ con asse perpendicolare ad AB nel piano del foglio. Sia δI la variazione nella quantità di moto di A, $-\delta I$ quella di B; allora δI e $-\delta I$ debbono equivalere ad una coppia il cui asse è perpendicolare ad AB nel piano del foglio ed il cui momento è $e\,m$ sen ϑ. Perciò δI deve essere perpendicolare al piano del foglio e

Fig. 8.

$$\delta I . A B = e m \operatorname{sen} \vartheta = \frac{e m A A' \operatorname{sen} \psi}{A B},$$

dove ψ è l'angolo $B A A'$. Se v è la velocità di A, $A A' = v \delta t$, ed otteniamo

$$\delta I = \frac{e m v \operatorname{sen} \psi . \delta t}{A B^2}$$

Tale variazione nella quantità di moto può supporsi dovuta all'azione d'una forza F perpendicolare al piano del foglio, essendo F proporzionale all'incremento della quantità di moto, ossia $\frac{\delta I}{\delta t}$. In tal modo noi otteniamo $F = \frac{e m v \operatorname{sen} \psi}{A B^2}$; ossia il punto è sollecitato da una forza eguale ad e moltiplicata per la componente della forza magnetica normale alla direzione del moto. La direzione della forza agente sul punto è perpendicolare alla velocità del medesimo, nonchè alla forza magnetica. Una forza eguale ed opposta agisce sul polo magnetico.

Il valore di F da noi trovato è l'ordinaria espressione della forza meccanica, che agisce sopra una particella carica moventesi in un campo magnetico; esso può scriversi come segue: $e v H \operatorname{sen} \psi$, intendendo con H l'inten-

sità del campo magnetico. La forza agente sull'unità di carica è quindi $v\,H$ sen ψ. Questa forza meccanica può riguardarsi, pertanto, come originata da una forza elettrica $v\,H$ sen ψ e noi possiamo esprimere il risultato dicendo, che quando un corpo elettrizzato si muove in un campo magnetico, viene prodotta una forza $v\,H$ sen ψ. Cotale forza è la ben nota forza elettromotrice d'induzione, dovuta al moto in un campo magnetico.

Le forze chiamate in gioco sono dovute al moto *relativo* del polo e del punto; se questi si muovono con la medesima velocità, la linea che li congiunge non cambierà direzione, il momento della quantità di moto del sistema rimarrà invariato e non vi sarà alcuna forza agente, sia sul polo, sia sul punto.

La distribuzione della quantità di moto nel sistema costituito dal polo e dal punto è simile, per alcuni rispetti, a quella che ha luogo in una trottola, girante intorno alla linea $A\,B$. Riflettendo sul comportamento della medesima, possiamo chiarire le forze agenti sopra un corpo elettrizzato in moto. Ad esempio, la figura 9 rappresenti un giroscopio equilibrato, rotante intorno all'asse $A\,B$, di cui l'estremità A rappresenti il punto elettrizzato, e B il polo magnetico. Si supponga che l'istrumento ruoti con l'asse $A\,B$ disposto orizzon-

talmente; allora, se con un'asta verticale si preme in direzione orizzontale contro $A\,B$, il punto A non si muoverà soltanto orizzontalmente in avanti nella direzione secondo cui

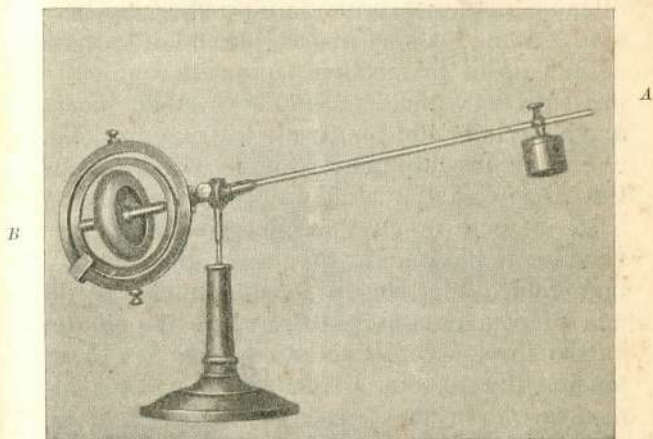



Fig. 9.

è spinto, ma si sposterà anche verticalmente all'insù o all'ingiù, precisamente come farebbe un punto elettrizzato, se venisse sospinto nello stesso modo e se fosse soggetto ad un polo magnetico in B.

Vettore potenziale di Maxwell.

Vi è un nesso molto intimo tra la quantità di moto avente origine da un punto elettrizzato e da un sistema magnetico, ed il vettore potenziale di tal sistema, quantità che rappresenta una parte molto estesa nella teoria dell'elettricità del Maxwell. Dall'espressione, che abbiamo dato per il momento della quantità di moto dovuta ad un punto elettrizzato e ad un polo magnetico, noi possiamo ricavare immediatamente quella che proviene da una carica elettrica e in un punto P e da una piccola calamita AB, avente il polo negativo in A, il positivo B, ed essendo m l'intensità di ciascuno. Un semplice calcolo dimostra, che in questo caso l'asse del momento risultante della quantità di moto giace nel piano PAB perpendicolare a PO, essendo O il punto medio di AB, e che il valore del momento della quantità di moto è uguale ad $e\,m\,AB\frac{\operatorname{sen}\psi}{OP^2}$, dove ψ è l'angolo di AB con OP. Questo momento della quantità di moto equivale in direzione e grandezza a quello dovuto ad una quantità di moto $e\,m\,AB\frac{\operatorname{sen}\psi}{OP^2}$

in P perpendicolarmente al piano $P A B$, ed un' altra quantità di moto in O, avente lo stesso valore e segno opposto. Il vettore $m A B \frac{\operatorname{sen} \psi}{O P^2}$ nel punto P, perpendicolarmente al piano $P A B$, è il vettore chiamato da Maxwell *vettore potenziale* in P dovuto al magnete.

Chiamando I questo vettore potenziale, noi vediamo che la quantità di moto dovuta alla carica ed alla calamita equivale ad una quantità di moto $e I$ in P e ad una quantità di moto $-e I$ nella calamita.

Possiamo evidentemente estendere ciò ad un sistema complesso qualunque di calamite, cosicchè se I è il vettore potenziale in P di questo sistema, la quantità di moto nel campo è equivalente ad una quantità di moto $e I$ nel punto P unitamente alle quantità di moto che corrispondono ad ogni singola calamita, rappresentate da $-e$ moltiplicato pel vettore potenziale in P dovuto alla calamita considerata.

Se il campo magnetico proviene interamente da correnti elettriche, anzichè da calamite permanenti, la quantità di moto d'un sistema costituito da un punto elettrizzato e dalle correnti, differirà in taluna delle sue caratteristiche dalla quantità di moto relativa

al campo magnetico dovuto a calamite permanenti. In quest'ultimo caso, come abbiam visto, esiste un momento della quantità di moto, ma non una quantità di moto risultante. Quando, invece, il campo magnetico è interamente dovuto a correnti elettriche, è facile dimostrare che esiste una quantità di moto risultante, ma che il momento della quantità di moto, rispetto a qualunque linea passante pel punto elettrizzato, scompare. Un semplice calcolo dimostra, che l'intera quantità di moto nel campo equivale ad una quantità di moto $e\,I$ nel punto elettrizzato, essendo I il vettore potenziale in P dovuto alle correnti.

Quindi, che il campo magnetico sia dovuto a calamite permanenti, od a correnti elettriche, o parte alle une e parte alle altre, la quantità di moto, quando un punto elettrizzato è posto nel campo in P, equivale alla quantità di moto $e\,I$ in P, dove I è il vettore potenziale in P. Se il campo magnetico è interamente dovuto a correnti, ciò rappresenta completamente la quantità di moto nel campo; se il campo magnetico è dovuto in parte a calamite, dobbiamo aggiungere alle quantità di moto in P altre quantità di moto corrispondenti a queste calamite; il valore delle quantità di moto per ogni particolare calamita essendo $-e$ moltiplicato pel vettore potenziale in P dovuto alla calamita considerata.

Le ben note espressioni delle forze elettromotrici, dovute all'induzione elettromagnetica, derivano immediatamente da questo risultato. Infatti, per il terzo principio della dinamica, la quantità di moto di qualunque sistema conservativo deve essere costante. Ora, la quantità di moto è costituita: *1)* dalla quantità di moto nel campo; *2)* dalla quantità di moto del punto elettrizzato; *3)* e dalle quantità di moto delle calamite, o dei circuiti percorsi da correnti. E poichè la prima equivale alla quantità di moto eI nella particella elettrizzata, noi vediamo che le variazioni nella quantità di moto del campo debbono essere accompagnate da variazioni nella quantità di moto della particella. Sieno M la massa della particella elettrizzata; u, v, w le componenti della sua velocità parallelamente agli assi x, y, z; F, G, H le componenti parallele a questi assi del vettore potenziale in P; allora la quantità di moto del campo equivale alle quantità di moto eF, eG, eH in P parallelamente agli assi x, y, z; e la quantità di moto del punto elettrizzato in P ha per componenti Mu, Mv, Mw. Siccome la quantità di moto rimane costante, $Mu + eF$ è costante; quindi, se δu e δF assumono simultaneamente i valori u ed F,

$$M \delta u + e \delta F = 0;$$

ossia

$$m \frac{d u}{d t} = - e \frac{d F}{d t}.$$

Da questa equazione vediamo, che il punto elettrizzato si comporta come fosse soggetto ad una forza meccanica parallela all'asse delle x ed eguale a $- e \frac{d F}{d t}$, cioè ad una forza elettrica eguale a $- \frac{d F}{d t}$. In modo simile vediamo, che vi sono forze elettriche $- \frac{d G}{d t}$ e $- \frac{d H}{d t}$ parallele, rispettivamente, all' asse delle y ed a quello delle z. Queste sono le ben note espressioni delle forze dovute all'induzione elettromagnetica, e noi vediamo che esse sono una conseguenza immediata del principio, che l'azione e la reazione sono eguali ed opposte.

Chi ha letto le « *Ricerche sperimentali* » (« *Experimental Researches* ») di Faraday ricorderà che egli si riferiva costantemente a ciò che chiamava « *stato elettrotonico* »; così, egli riguardava un filo percorso da una corrente elettrica come fosse nello stato elettrotonico quando era in un campo magnetico.

Nessun effetto dovuto a questo stato può rivelarsi, finchè il campo rimane costante; ma è mentre varia, che esso diventa operativo. Questo stato elettrotonico di Faraday è appunto la quantità di moto esistente nel campo.

CAPITOLO II.

MASSA ELETTRICA E MASSA COINVOLTA

In questo capitolo mi propongo di considerare il nesso tra la quantità di moto nel campo elettrico ed i tubi di Faraday, me-

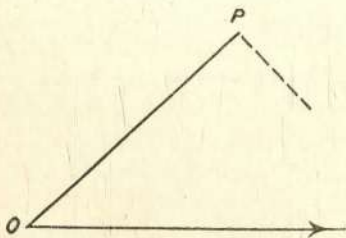



Fig. 10.

diante i quali, come dimostrai nella precedente lezione, possiamo rappresentarci lo stato d'un tal campo. Cominciamo a considerare il caso d'una sfera carica in moto. Le linee di forza elettrica sono radiali; quelle di forza

magnetica sono circonferenze, aventi per asse comune la traiettoria del centro della sfera; la quantità di moto in un punto P è perpendicolare a ciascuna di queste direzioni e quindi è perpendicolare ad OP, nel piano determinato da P e dalla traiettoria del centro della sfera. Se N è il numero di tubi di Faraday passanti attraverso l'unità d'area in P, disposta normalmente ad OP, e se μ è la permeabilità magnetica del mezzo circondante la sfera, l'induzione magnetica in P è

$$4\pi\mu N v \operatorname{sen} \vartheta,$$

essendo v la velocità della sfera e ϑ l'angolo di OP con la traiettoria del centro della sfera. In base alla regola data a pag. 27, la quantità di moto per unità di volume del mezzo, in P, è

$$N \times 4\pi\mu N v \operatorname{sen} \vartheta, \quad \text{ossia} \quad 4\pi\mu N^2 v \operatorname{sen} \vartheta,$$

ed è nella direzione della componente della velocità dei tubi Faraday, normale alla loro lunghezza. Ora, questa è precisamente la quantità di moto che sarebbe prodotta se i tubi trasportassero seco, quando si muovono normalmente alla loro lunghezza, una massa del mezzo circostante pari a $4\pi\mu N^2$ per unità

di volume, mentre i tubi per sè stessi sono privi di massa e non ne trasportano seco di quella del mezzo circostante quando scorrono parallelamente alla loro lunghezza. Noi supponiamo, infatti, che i tubi abbiano un comportamento molto analogo a quello di lunghi e sottili cilindri moventisi nell'acqua; se questi cilindri si muovono longitudinalmente, cioè parallelamente alla loro lunghezza, trasportano seco assai poca acqua; mentre se si muovono di trasverso, cioè perpendicolarmente al loro asse, ogni unità di lunghezza del tubo trasporta con sè una massa d'acqua finita. Quando la lunghezza del cilindro è molto grande in confronto della grossezza, la massa d'acqua trasportata da esso nel moto longitudinale può trascurarsi in confronto di quella, che viene trasportata quando il moto è trasversale; se il tubo non avesse altra massa, all'infuori di quella che possiede in virtù dell'acqua che sposta, esso avrebbe massa pel moto laterale, ma ne sarebbe privo pel moto longitudinale.

Chiameremo *massa dell'etere coinvolto*, la massa $4\pi\mu N^2$ trasportata dai tubi nell'unità di volume. È un fatto molto suggestivo, che l'energia elettrostatica E nell'unità di volume sia proporzionale ad M, massa dell'etere coinvolto in questo volume. Ciò può dimostrarsi facil-

mente come segue:

$$E = \frac{2\pi N^2}{K},$$

dove K è la costante dielettrica (o potere induttivo specifico) del mezzo; mentre

$$M = 4\pi\mu N^2;$$

quindi

$$E = \frac{1}{2}\frac{M}{\mu K};$$

ma

$$\frac{1}{\mu K} = V^2,$$

dove V è la velocità con cui la luce percorre il mezzo; per conseguenza

$$E = \frac{1}{2} M V^2;$$

sicchè E equivale all'energia cinetica posseduta dalla massa coinvolta, quando essa si muove con la velocità della luce.

La massa dell'etere coinvolto nell'unità di volume è

$$4\pi\mu N^2,$$

dove N è il numero dei tubi di Faraday; per cui la quantità di massa coinvolta per unità di lunghezza da ogni singolo tubo di Faraday è $4\pi\mu N$. Noi abbiamo visto, che questa quantità è proporzionale alla tensione in ogni tubo, cosicchè possiamo riguardare i tubi di Faraday quali stringhe fitte e tese, aventi massa e tensione variabili: la tensione, però, essendo sempre proporzionale alla massa per unità di lunghezza della stringa.

Poichè la massa d'etere imprigionata da un tubo di Faraday è proporzionale al numero N di tubi nell'unità di volume, noi vediamo che la massa e la quantità di moto d'un tubo di Faraday dipendono non solo dalla configurazione e dalla velocità del tubo che si considera, ma anche dal numero e dalla velocità dei tubi ad esso circostanti. Di ciò incontriamo parecchie analogie nel caso di sistemi dinamici; così, nel caso d'un insieme di cilindri coi loro assi paralleli, vaganti in un liquido incompressibile, la quantità di moto di ciascun cilindro dipende dalle posizioni e dalle velocità dei cilindri che gli sono vicini. Un modello idrodinamico, mediante il quale possiamo illustrare il fatto, che la massa coinvolta è proporzionale al quadrato del numero dei tubi di Faraday compresi nell'unità di volume, è il seguente.

Si supponga di avere una colonna vorticosa cilindrica d'intensità m, posta in una massa liquida, la cui velocità, se non fosse perturbata dalla colonna vorticosa, rimarrebbe costante in grandezza e direzione, e

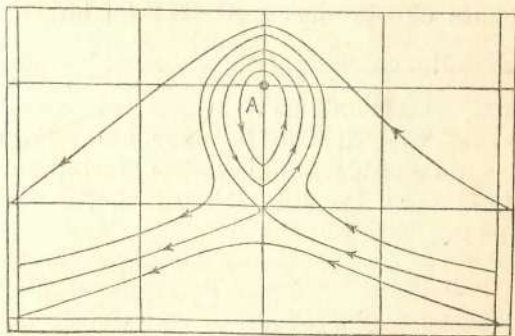



Fig. 11.

ad angoli retti con l'asse della colonna medesima. Le linee di flusso, in tal caso, sono rappresentate nella fig. 11, dove A è la sezione della colonna vorticosa, il cui asse si suppone perpendicolare al piano del foglio. Noi vediamo che alcune di queste linee, in prossimità della colonna, sono curve chiuse. Poichè il liquido non varca le linee di flusso, quel liquido che si trova nell'interno d'una curva chiusa, rimarrà sempre presso la co-

lonna e si sposterà con essa. Sicchè la colonna imprigionerà una massa liquida pari a quella racchiusa nella più estesa fra le linee chiuse di flusso. Se m è l'intensità della colonna vorticosa ed a la velocità del flusso indisturbato del liquido, noi possiamo vedere facilmente che la massa di liquido, imprigionata dalla colonna, è proporzionale a $\frac{m^2}{a^2}$. Quindi, se assumiamo m proporzionale al numero dei tubi di Faraday per unità d'area, il modello considerato mette in chiaro il nesso fra la massa coinvolta e l'intensità del campo elettrico.

Velocità effettiva della massa coinvolta.

Voglio ora considerare un'altra conseguenza del concetto, che la massa d'una particella carica abbia origine dalla massa d'etere coinvolta dal tubo di Faraday, associato con la carica. Questi tubi, quando si muovono normalmente alla loro lunghezza, trasportano seco una parte dell'etere attraverso cui si spostano, mentre, quando si muovono parallelamente alla loro lunghezza, scorrono attraverso il fluido senza metterlo in moto.

Consideriamo pertanto come si comporterebbe un cilindro lungo e sottile, formato in modo simile ad un tubo di Faraday, qualora si movesse nell'interno d'un liquido.

Un tal corpo, se libero di attorcigliarsi comunque, non si muoverà longitudinalmente, come a prima giunta sarebbe da attendersi: bensì, invece, si disporrà in senso trasversale alla direzione del moto, si disporrà, cioè, in guisa da trasportare con sè la maggior quantità possibile di fluido. Onde chiarire questo principio si potrebbero citare molti esempî, dei quali uno assai comune è, che le foglie cadenti non cominciano a muoversi di taglio, ma scendono svolazzando con le loro facce più o meno orizzontali.

Applicando tale principio alla sfera elettrizzata, noi vediamo che i tubi di Faraday ad essa attaccati tenderanno a disporsi normalmente alla direzione del moto della sfera, cosicchè se si dovesse mettere in conto soltanto questo principio, tutti i tubi di Faraday verrebbero sospinti nel piano equatoriale, cioè nel piano perpendicolare alla direzione del moto della sfera, poichè, in questa posizione, essi si muoverebbero tutti perpendicolarmente alle loro lunghezze. Noi dobbiamo, peraltro, ricordare, che i tubi di Faraday si respingono a vicenda, permodochè, se si affollassero

nella regione equatoriale, ivi la pressione sarebbe maggiore che non verso i poli. Questa tenderà a rincacciare i tubi di Faraday nella posizione, secondo cui essi erano equamente distribuiti sopra tutta la sfera. La reale distribuzione dei tubi di Faraday è un accomodamento fra questi due estremi. Essi, nè sono tutti affollati nel piano equatoriale, nè equamente distribuiti, bensì ve n'ha di più nelle regioni equatoriali che nelle altre: e l'eccesso della densità di questi tubi in quelle regioni aumenta con la velocità, secondo cui la carica si muove. Quando un tubo di Faraday si trova in una regione equatoriale, imprigiona una quantità maggiore dell'etere, che non quando si trova in prossimità dei poli; permodochè lo spostamento dei tubi di Faraday dal polo all'equatore, aumenterà la quantità d'etere imprigionato dai tubi, e, per conseguenza, la massa del corpo.

Fu dimostrato (vedi HEAVISIDE, *Phil. Mag.*, april, 1889; « *Recent Researches* », pag. 19), che l'effetto del moto della sfera consiste nello spostare ogni tubo di Faraday verso il piano equatoriale (piano passante pel centro della sfera normalmente alla direzione del moto), in guisa, che la proiezione del tubo su questo piano rimanga la stessa come per la distribuzione uniforme dei tubi, ma che la distanza

d'ogni punto del tubo dal piano equatoriale sia ridotta nel rapporto di $\sqrt{V^2 - v^2}$ a V, essendo V la velocità della luce nel mezzo e v la velocità del corpo elettrizzato.

Da questo risultato noi vediamo, che solo nel caso in cui la velocità del corpo elettrizzato sia paragonabile con la velocità della luce, il cambiamento nella distribuzione dei tubi di Faraday, dovuto al moto del corpo, diventa apprezzabile.

Nelle « *Recenti ricerche intorno all'elettricità ed al magnetismo, pag. 21, (Recent Researches on Electricity and Magnetism)*, io ho calcolato la quantità di moto I, nello spazio circondante una sfera di raggio a, avente il suo centro nel corpo carico in moto, ed ho dimostrato, che il valore di I è dato dalla seguente espressione:

$$I = \frac{e^2}{2a} \cdot \frac{V^2}{(V^2 - v^2)^{\frac{1}{2}}} \left\{ \vartheta \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V^2}{v^2}\right) + \frac{1}{2} \operatorname{sen} 2\vartheta \left(1 + \frac{1}{4} \frac{V^2}{v^2} \cos 2 \quad \right) \right\}; \quad (1)$$

dove, come prima, v e V sono, rispettivamente, la velocità della particella e la velocità della luce e ϑ è dato mediante l'equazione

$$\operatorname{sen} \vartheta = \frac{v}{V}.$$

La massa della sfera, in conseguenza della carica, è aumentata di $\frac{I}{v}$; e così noi vediamo dall'equazione (1), che, per velocità del corpo elettrizzato paragonabili con quella della luce, la massa del corpo aumenterà coll'aumentare della velocità. In base all'equazione (1) riesce evidente, che per iscoprire l'influenza della velocità sulla massa, noi dobbiamo far uso di particelle straordinariamente piccole, moventisi con grandissima velocità. Ora, particelle aventi masse assai più piccole di qualsiasi atomo o molecola conosciuti, sono emesse dal radio, con velocità che si accostano in alcuni casi a quella della luce: ed il rapporto della carica elettrica alla massa, per particelle di questa specie, ha ultimamente formato il soggetto d'una indagine molto interessante da parte di Kaufmann, i cui risultati sono esposti nella tabella che segue. La prima colonna contiene i valori delle velocità della particella, espressi in centimetri al secondo, la seconda colonna il valore della frazione $\frac{e}{m}$, in cui e è la carica ed m la massa della particella:

$v \times 10^{-10}$	$\frac{e}{m} \times 10^{-7}$
2,83	0,62

2,72	0,77
2,59	0,975
2,48	1,17
2,36	1,31

Da questi dati noi vediamo, che il valore di $\frac{e}{m}$ diminuisce coll'aumentare della velocità, indicando, se supponiamo che la carica rimanga costante, che la massa aumenta con la velocità. I risultati di Kaufmann ci permettono di confrontare la parte della massa, dovuta alla carica elettrica, con la parte indipendente dallo stato elettrico, ritenendo che la seconda parte della massa non dipenda dalla velocità. Se, allora, noi trovassimo che la massa varia sensibilmente con la velocità, inferiremmo che la parte di massa, dovuta alla carica, deve essere apprezzabile in confronto di quella indipendente da essa. Per calcolare l'effetto della velocità sulla massa d'un sistema elettrizzato dobbiamo fare qualche ipotesi riguardo alla natura del sistema, poichè, ad esempio, l'effetto sopra una sfera carica non è precisamente lo stesso di quello che ha luogo sopra un ellissoide carico; ma, fatta l'ipotesi e calcolato l'effetto teorico della velocità sulla massa, è facile dedurre il rapporto della parte di massa indipendente dalla carica alla parte

che, per una velocità data qualunque, dipende dalla carica stessa. Suppongansi che la parte di massa dovuta allo stato elettrico sia, per una velocità v, eguale a $m_0 f(v)$, dove $f(v)$ è una funzione nota di v; allora, se M_v, $M_{v'}$, sono le masse osservate per le velocità v e v' rispettivamente, ed M la parte di massa indipendente dalla carica, si avrà:

$$M_v = M + m_0 f(v),$$
$$M_{v'} = M + m_0 f(v'),$$

due equazioni mediante le quali si può determinare M ed m_0. Kaufmann, nell'ipotesi che il corpo carico si comporti come una sfera metallica — la distribuzione delle linee di forza della quale, pel caso del moto, fu determinata da G. F. C. Searle — giunse alla conclusione, che quando la particella si muoveva lentamente, la *massa elettrica* era circa un quarto della massa totale. Egli ebbe cura di far notare, che questa frazione varia con la premessa che si fa intorno alla natura del corpo in moto, secondochè, p. e., esso è sferico o ellissoidale, isolante e conduttore; e che, con altre premesse, le sue esperienze offrono il modo di dimostrare che l'intera massa era elettrica, ciò che egli manifestamente considera come la conclusione più probabile.

Nello stato attuale delle nostre cognizioni intorno alla costituzione della materia, io ritengo non ci sia alcun vantaggio nell'attribuire conducibilità metallica ai piccoli corpi negativamente elettrizzati emessi dal radio o da altre sostanze, e preferisco l'ipotesi più semplice, che la distribuzione delle linee di forza intorno a queste particelle sia la stessa di quella delle linee dovute ad un punto elettrizzato, purchè l'attenzione sia limitata al campo che circonda una piccola sfera di raggio a, avente il suo centro nel punto medesimo. In tale ipotesi, la parte della massa dovuta alla carica corrisponde al valore di $\frac{I}{v}$ nell'equazione (1), pag. 49.

Mediante questa espressione io calcolai il rapporto delle masse delle particelle moventisi con rapidità, emesse dal radio, alle masse delle particelle medesime in quiete, o moventisi lentamente, nell'assunto che *l'intera massa sia dovuta alla carica* e confrontai questi risultati coi valori dello stesso rapporto, quale fu determinato in base alle esperienze di Kaufmann.

Tali risultati sono esposti nella tavola II, la prima colonna della quale contiene i valori di v (velocità delle particelle); la seconda, intestata ϱ, il numero di volte che la massa

della particella in moto, con la velocità indicata, eccede la massa della stessa particella quando è in quiete, determinato mediante l'equazione (1); la terza, intestata ϱ', il valore di questa quantità trovato da Kaufmann nelle sue esperienze.

Tavola II.

$v \times 10^{-10} \frac{cm}{sec}$	ϱ	ϱ'
2,85	3,1	3,09
2,72	2,42	2,43
2,59	2,0	2,04
2,48	1,66	1,83
2,36	1,5	1,65

Tali risultati appoggiano l'opinione, che l'*intera* massa di queste particelle elettrizzate nasca dalla loro carica.

Noi abbiamo visto, che se riguardiamo i tubi di Faraday, associati con queste particelle in moto, come dovuti ad una carica in moto, ridotta ad un punto, e limitiamo la nostra attenzione alla parte del campo esterna ad una sfera di raggio a, concentrica con la carica, la massa m dovuta alla carica e esistente sulla particella, quando essa si muove lentamente, è data dall'equazione

$$m = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu e^2}{a}.$$

In una prossima lezione spiegherò in qual modo sono stati determinati i valori di me e di e; il risultato di tali determinazioni è che $\frac{m}{e} = 10^{-7}$ ed $e = 1{,}2 \times 10^{-20}$ in unità elettrostatiche *C. G. S.* Sostituendo questi valori nell'espressione di m, troviamo che a è circa 5×10^{-14} *cm.*, lunghezza molto piccola in confronto del valore 10^{-8} *cm.*, che ordinariamente si assume come una buona approssimazione per le dimensioni d'una molecola.

Noi abbiamo riguardata la massa, in questo caso, come dovuta alla massa d'etere trasportata dai tubi di Faraday, associati alla carica. Siccome questi tubi si estendono sino a distanza infinita, la massa della particella è come fosse diffusa nello spazio e non avesse un limite definito. Però, in conseguenza delle piccolissime dimensioni della particella e del fatto, che la massa d'etere trasportata dai tubi (essendo proporzionale al quadrato della densità dei tubi di Faraday) varia in ragione inversa dalla quarta potenza della distanza dalla particella, noi troviamo con un semplice calcolo che, eccetto una frazione affatto trascurabile, la massa è confinata ad una distanza dalla particella in realtà molto piccola, in confronto delle dimensioni ordinariamente assegnate agli atomi.

In qualunque sistema contenente corpi elettrizzati, una parte della massa del sistema sarà costituita dalla massa d'etere trasportata dai tubi di Faraday associati allo stato elettrico. Ora, una delle teorie intorno alla costituzione della materia — teoria che io spero di discutere in una prossima lezione — è, che gli atomi dei varî elementi sieno un aggregato di cariche positive e negative, tenute insieme essenzialmente dalle loro attrazioni elettriche; ed inoltre, che le particelle degli atomi elettrizzate negativamente (e che io ho chiamato «*corpuscoli*») sieno identiche a quelle piccole particelle elettrizzate negativamente, le cui proprietà siamo andati discutendo. Secondo tale teoria intorno alla costituzione della materia, parte della massa di qualsiasi corpo sarebbe la massa dell'etere rimorchiata dai tubi di Faraday, distesi attraverso gli atomi fra i costituenti elettrizzati positivamente e negativamente. La teoria, che mi propongo di esporvi, è, che non soltanto una parte della massa del corpo è quella che ha origine in tal modo, ma bensì l'*intera* massa d'ogni corpo è precisamente la massa dell'etere che lo circonda, trasportata dai tubi di Faraday associati agli atomi del corpo: insomma, che tutta la massa è massa d'etere, tutta la quantità di moto, quantità

di moto dell'etere, tutta l'energia cinetica, energia cinetica dell' etere. Questa teoria, convien dirlo, richiede che la densità dell'etere sia immensamente più grande di quella di qualsiasi sostanza conosciuta.

Si potrebbe obbiettare, che, dovendo la massa essere trasportata dai tubi di Faraday, e siccome la disposizione di essi dipende dalla posizione relativa dei corpi elettrizzati, la massa d'una collezione formata da un certo numero di corpi elettrizzati positivamente e negativamente, cambierebbe costantemente col cambiare delle posizioni di questi corpi, e perciò la massa, invece di essere costante (ad un grado di approssimazione altissimo), come hanno insegnato l'osservazione e l'esperienza, varierebbe insieme allo stato fisico o chimico del corpo.

Tali obbiezioni, però, non sono applicabili al caso contemplato nella precedente teoria, in cui le dimensioni d'una parte dei corpi elettrizzati — i negativi — sono immensamente piccole in confronto delle distanze separanti i varî membri del sistema di corpi elettrizzati. Quando il caso è questo, la concentrazione delle linee di forza sui piccoli corpi negativi — i corpuscoli — è cosi grande, che la totalità dell'etere coinvolto è localizzata intorno a questi corpi, l'ammontare di-

pendendo unicamente dalle loro dimensioni e dalla loro carica. Quindi, sebbene si alteri il numero od il carattere dei corpuscoli, i cambiamenti che avvengono nella massa per qualsiasi modificazione nelle loro posizioni relative, saranno affatto insignificanti in confronto della massa del corpo.

CAPITOLO III.

EFFETTI DOVUTI AD ACCELERAZIONE DEI TUBI DI FARADAY

Raggi di Röntgen e Luce.

Noi abbiamo considerato il comportamento delle linee di forza nel caso che sieno in quiete, oppure dotate di moto uniforme. In questo capitolo considereremo i fenomeni che risultano, quando lo stato di moto delle linee stesse è vario.

Cominciamo dal caso d'un punto elettrizzato moventesi tanto lentamente, che le linee di forza sieno uniformemente distribuite intorno ad esso, e consideriamo ciò che deve accadere arrestando repentinamente il punto. I tubi di Faraday associati alla sfera possiedono inerzia; essi sono, cioè, in uno stato di tensione, la quale in ogni punto è proporzionale alla massa per unità di lunghezza. Per conseguenza, qualunque perturbazione co-

municata all'estremità del tubo, si propagherà in esso con velocità costante e finita: il tubo, in realtà, avendo grandissima analogia con una stringa tesa. Suppongasi di avere una stringa fortemente tesa disposta verticalmente e moventesi da destra verso sinistra e che, repentinamente, si arresti uno degli estremi, *A*: che accadrà della stringa? L'estremo *A*

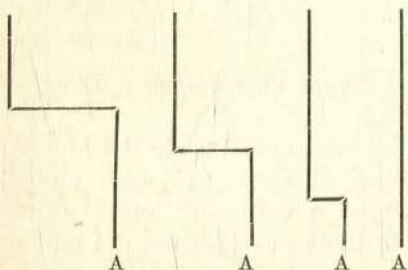



Fig. 12.

si arresterà tosto; ma le forze chiamate in gioco non si propagano istantaneamente, ed ogni parte della stringa, in virtù della propria inerzia, continuerà a muoversi come se nulla fosse accaduto all'estremo *A*, finchè il disturbo proveniente da esso non l'abbia raggiunta. Quindi, se V è la velocità con cui il disturbo si propaga lungo la stringa, allora, trascorso un tempo t dal momento dell'arre-

sto di A, le parti della stringa che si trovano ad una distanza da A maggiore di Vt non saranno influenzate dall'arresto, ed avranno la posizione e la velocità che avrebbero assunto se le stringa avesse continuato a proceder oltre uniformemente. L'aspetto della stringa nei successivi intervalli sarà quale si scorge nella fig. 12, giacchè la porzione orizzontale aumenta coll'aumentare della distanza dall'estremo fisso.

Ritorniamo ora al caso d'una particella carica in moto, e supponiamo che essa venga repentinamente arrestata, essendo τ la durata dell'urto. Per trovare la configurazione dei tubi di Faraday dopo un tempo t a partire dall'istante in cui ebbe inizio il processo determinante l'arresto, descriviamo due sfere, una con raggio Vt, l'altra con raggio $V(t-\tau)$ ed aventi il loro centro nella particella carica; allora, poichè veruna perturbazione può aver raggiunto i tubi di Faraday situati fuori della sfera esteriore, questi tubi saranno nella posizione, che avrebbero occupato, se avessero proceduto oltre con la velocità che possedevano nell'istante in cui la particella fu urtata; mentre, entro la sfera interna, dacchè la perturbazione ha percorso i tubi, essi avranno assunto le loro posizioni finali. Si consideri, ad esempio, un tubo che nel momento del-

l'urto si trovava secondo la linea $O P Q$ (figura 13); questa sarà la posizione finale del tubo; quindi, dopo il tempo t, la parte del tubo stesso nella sfera interna occuperà la posizione OP, mentre la parte $P' Q'$ fuori della sfera esterna si troverà nella posizione che avrebbe occupato se la particella non fosse

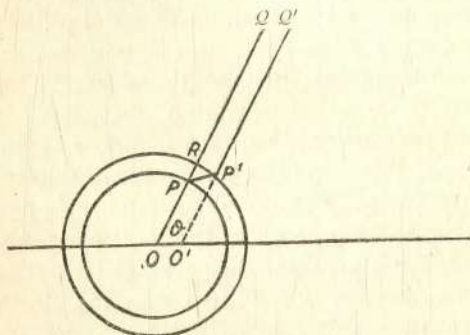



Fig. 13.

stata ridotta in quiete: e cioè, se O' è la posizione, che la particella avrebbe occupato qualora non fosse stata arrestata, $P' Q'$ sarà una retta passante per O'. Dunque il tubo, onde conservare la sua continuità, deve incurvarsi nel guscio limitato dalle due sfere, e quindi essere ripiegato come indica la linea $O P P' Q'$. Permodochè il tubo, che prima del-

l'arresto della particella era radiale, presenta ora nel guscio una componente tangenziale, e questa componente significa una forza elettrica tangenziale. Dunque, l'arresto della particella determina un cambiamento radicale nel campo elettrico ad essa dovuto e dà origine, come dimostrerà il calcolo che segue, a forze elettriche e magnetiche molto più intense di quelle esistenti nel campo quando la particella si muoveva uniformemente.

Se supponiamo che la grossezza δ del guscio sia tanto piccola, che la parte di tubo di Faraday interna ad esso possa riguardarsi come rettilinea, allora, se T è la componente tangenziale della forza elettrica nella pulsazione, R la componente diretta secondo il raggio, avremo:

$$\frac{T}{R} = \frac{P'R}{PR} = \frac{O\,O' \operatorname{sen} \vartheta}{\delta} = \frac{v\,t \operatorname{sen} \vartheta}{\delta} \quad (1)$$

nella quale v è la velocità con cui la particella si moveva prima di essere arrestata, ϑ l'angolo di $O\,P$ con la direzione del moto della particella, t il tempo trascorso dal momento dell' arresto. E poichè $R = \frac{e}{O\,P^2}$ e $O\,P = V\,t$, in cui V è la velocità della luce, abbiamo, ponendo $r = O\,P$,

$$T = \frac{ev}{V} \cdot \frac{\operatorname{sen} \vartheta}{r\,\delta} \quad (2)$$

I tubi tangenziali di Faraday procedenti con velocità V produrranno in P una forza magnetica H eguale a $V\,T$, forza che sarà normale al piano del foglio ed in verso opposto alla forza magnetica esistente in P prima dell'arresto della particella; e poichè la sua intensità è data dall'equazione

$$H = \frac{e\,v \operatorname{sen} \vartheta}{r\,\delta},$$

essa eccede la forza magnetica $\frac{e\,v \operatorname{sen} \delta}{r^2}$, dapprima esistente, nel rapporto di r a d. Così, la pulsazione prodotta dall'arresto della particella è sede di forze elettriche e magnetiche intense, le quali diminuiscono in ragione inversa della distanza dalla particella elettrizzata; mentre le forze, prima che la particella fosse arrestata, diminuivano in ragione inversa del quadrato della distanza medesima: questa pulsazione, propagantesi con la velocità della luce, costituisce, secondo la mia opinione, i raggi di Röntgen, che si producono quando le particelle negativamente elettrizzate, formanti i raggi catodici, sono repentinamente arrestate per l'urto contro un ostacolo solido.

Si può facilmente dimostrare, che l'energia della pulsazione è eguale a

$$\frac{2}{3}\,\frac{e^2\,v^2}{\delta},$$

la quale energia viene irradiata nello spazio. La quantità d'energia irradiata in tal modo dipende da δ, grossezza del guscio, vale a dire dalla rapidità con cui la particella è arrestata; se l'arresto è immediato, l'intera energia del campo sarà assorbita dalla pulsazione ed irradiata all'esterno; se invece l'arresto è graduale, soltanto una frazione dell'energia sarà irradiata nello spazio, e la rimanente apparirà sotto forma di calore nel luogo ove i raggi catodici vengono arrestati.

È facile vedere, che la quantità di moto nella pulsazione, ad ogni istante, è eguale ed opposta a quella nel campo fuori della pulsazione: poichè, essendo nulla la quantità di moto nello spazio attraverso il quale è passata la pulsazione stessa, la quantità di moto totale nel campo, dopo che la particella è stata arrestata, dev'esser nulla.

La precedente indagine si applica unicamente al caso, in cui la particella si muova tanto lentamente, che i tubi di Faraday prima della pulsazione fossero uniformemente distribuiti; gli stessi principî, però, ci daranno l'effetto dell'arresto d'una particella carica, ogniqualvolta la distribuzione dei tubi di Faraday, nello stato di moto uniforme, sia stata determinata.

Si prenda, ad esempio, il caso in cui la

particella, in origine, fosse in moto con la velocità della luce; la regola stabilita a pagina 49 mostra, che, prima dell'arresto, i tubi di Faraday erano ammassati nel piano equatoriale della particella in moto. Per trovare la configurazione dei tubi dopo un tempo t, procederemo come prima, col trovare la loro configurazione dopo questo tempo, se la particella non fosse stata arrestata. In questo caso i tubi sarebbero stati in un piano ad una distanza Vt di fronte alla particella. Si traccino due sfere coi loro centri nella particella e con raggi rispettivi Vt e $V(t-\tau)$, essendo τ il tempo impiegato nell'arresto della particella. Al di fuori della sfera esterna la configurazione dei tubi sarà la stessa come se la particella non fosse stata arrestata, vale a dire essi formeranno un piano alla distanza Vt di fronte alla particella, e questo piano sarà tangente alla sfera esterna. Entro la sfera interna i tubi di Faraday saranno uniformemente distribuiti; quindi, onde conservare la continuità, essi debbono correre intorno al guscio in modo da toccare la sfera, come nella fig. 14. Per cui, in tal caso, avremo due pulsazioni, una piana propagantesi nella direzione secondo cui la particella era in moto prima dell'arresto, l'altra sferica, viaggiante verso l'esterno in tutte le direzioni.

Il metodo precedente può venire applicato al caso in cui la particella carica, in luogo di essere arrestata, subisca una qualsiasi variazione di velocità. Così, se la velocità v della particella, invece d'essere ridotta a zero,

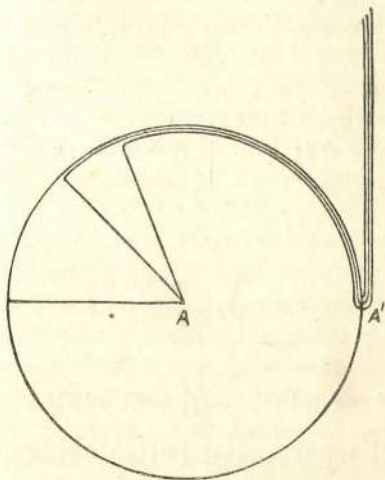



Fig. 14.

è soltanto diminuita di Δv, possiamo dimostrare, come a pag. 64, che nascerà una pulsazione, in cui la forza magnetica è data dall'equazione

$$H = \frac{e \, \Delta v \operatorname{sen} \vartheta}{r \, \delta},$$

e la forza elettrica tangenziale T da

$$T = \frac{e \Delta v \operatorname{sen} \vartheta}{V r . \delta}.$$

Ora, la grossezza δ della pulsazione è lo spazio percorso da un'onda luminosa durante il tempo in cui la velocità della particella sta variando; quindi, se δt è il tempo richiesto a produrre la variazione Δv nella velocità, $\delta = V \delta t$; quindi abbiamo:

$$H = \frac{e}{V} \frac{\Delta v}{\delta t} \frac{\operatorname{sen} \vartheta}{r},$$

$$T = \frac{e}{V^2} \frac{\Delta v}{\delta t} \frac{\operatorname{sen} \vartheta}{r};$$

ma $\frac{\Delta v}{\delta t}$ è eguale a $-f$, essendo f l'accelerazione della particella; perciò abbiamo

$$H = -\frac{e}{V} f \frac{\operatorname{sen} \vartheta}{r},$$

$$T = -\frac{e}{V^2} f \frac{\operatorname{sen} \vartheta}{r}.$$

Queste equazioni mostrano che una particella carica, il cui moto sia stato accelerato,

produce una pulsazione di forze elettriche e magnetiche, in cui le forze stesse variano in ragione inversa della distanza dalla particella.

Così, se un corpo carico è fatto vibrare in modo, che la sua accelerazione subisca cambiamenti periodici, da quel corpo partiranno periodicamente delle onde di forza elettrica e magnetica. Coteste onde, secondo la teoria elettromagnetica della luce, sarebbero onde luminose qualora le variazioni periodiche nell'accelerazione del corpo elettrizzato avessero luogo con sufficiente rapidità. Il metodo che siamo andati investigando, nel quale considerammo l'effetto prodotto sulla configurazione dei tubi di Faraday da cambiamenti nella velocità del corpo, offre una maniera molto semplice di rappresentarsi i processi che accadono durante la propagazione d'un'onda luminosa attraverso l' etere. Noi abbiamo riguardato questi processi come nascenti dalla propagazione di tremori trasversali lungo i tubi di Faraday fortemente tesi; in realtà siamo stati condotti ad assumere la medesima ipotesi, che aveva assunta lo stesso Faraday intorno alla propagazione della luce, come dimostra il seguente brano, preso dai « *Pensieri intorno alle vibrazioni dei raggi* » (« *Thoughts on Ray Vibrations* »). Faraday dice: « L' ipotesi, che oso

emettere, considera (quindi) le radiazioni come una specie di vibrazioni d'ordine superiore nelle linee di forza, le quali, come è noto, collegano tra loro le particelle e quindi le masse ».

Questa ipotesi, riguardante la luce come dovuta a tremori nei tubi di Faraday fortemente tesi, fa sorgere una quistione, che io non ho visto registrata. I tubi di Faraday distesi attraverso l'etere non possono riguardarsi in modo che lo riempiano completamente. Essi sono da contemplarsi, piuttosto, come fili distinti immersi in un etere continuo, conferenti al medesimo una struttura fibrosa; ma, se così fosse, allora, in base all'ipotesi che abbiamo assunta per l'onda di luce, l'onda stessa dovrebbe avere una struttura e la sua fronte (superficie) invece di essere uniformemente illuminata, sarebbe rappresentata da un insieme di chiazze luminose sopra fondo oscuro, corrispondenti alle regioni in cui i tubi di Faraday tagliano la superficie dell'onda.

Tale ipotesi intorno alla costituzione di un'onda luminosa, spiegherebbe un fenomeno che mi ha sempre colpito, perchè molto notevole e difficile a conciliarsi con l'altra ipotesi, che l'onda, o piuttosto, in questo caso, un raggio di Röntgen non abbia strut-

tura. Noi abbiam visto che la maniera di propagarsi e la costituzione d'un raggio di Röntgen sono le stesse come in un' onda di luce; cosicchè, qualunque considerazione generale intorno alla struttura dei raggi di Röntgen, sarà pure applicabile ad una tale onda. Il fenomeno in questione è il seguente. I raggi di Röntgen sono atti a percorrere notevoli distanze attraverso i gas, e, passandovi, li ionizzano, scindendo le molecole in ioni positivi ed in ioni negativi; il numero di molecole scisse, però, è una frazione straordinariamente piccola (meno di un bilionesimo anche per raggi intensi) del numero di molecole esistenti nel gas. Ora, se le condizioni sulla superficie dell'onda fossero uniformi, tutte le molecole del gas sarebbero esposte a condizioni identiche: ed allora, come si spiega, che ne venga scisso un numero così piccolo? Si potrebbe arguire, che quelle scindibili sieno in una condizione speciale: che possiedano, ad esempio, una quantità d'energia cinetica eccedente la media posseduta dalle molecole del gas, al punto che, in conformità alla legge di Maxwell sulla distribuzione dell'energia cinetica, il loro numero sarebbe straordinariamente piccolo in confronto del numero totale di molecole del gas. Ma, se così fosse, la medesima legge di distribu-

zione indica, che il numero in questa condizione anormale aumenterebbe assai rapidamente con la temperatura, cosicchè la ionizzazione prodotta dai raggi di Röntgen aumenterebbe necessariamente con molta rapidità col crescere della temperatura. Esperienze recenti fatte dal signor McClung nel laboratorio «Cavendish» dimostrano, che nessun aumento sensibile è prodotto coll'innalzarsi della temperatura da 15° C. a 200° C., mentre il numero di molecole, possedenti una quantità anormale d'energia cinetica, sarebbe enormemente aumentato con simile innalzamento di temperatura. La difficoltà di spiegare la piccola ionizzazione sparisce se, in luogo di considerare la fronte dei raggi di Röntgen come uniforme, si suppone che essa consista in chiazze di grande intensità, separate da considerevoli intervalli, nei quali l'intensità sia molto piccola: poichè, in questo caso, non tutte le molecole del campo, e con probabilità nemmeno le varie parti della stessa molecola, sono esposte alle stesse condizioni; ed il caso diventa analogo a quello d'uno sciame di raggi catodici attraversante il gas, caso nel quale il numero di molecole, che entrano in collisione coi raggi, può essere una frazione molto piccola del numero totale delle medesime.

Ad ogni modo, ritornando al caso della particella carica, il cui moto sia accelerato, noi abbiamo visto che dalla particella stessa emanano forze elettriche e magnetiche, procedenti radialmente con velocità pari a quella della luce ed aventi, sia le une che le altre, direzione normale a quella secondo cui si propagano; ma, poichè (vedi pag. 27) ogni unità di volume del campo elettromagnetico ha una somma di quantità di moto eguale al prodotto della densità del tubo di Faraday per la forza magnetica, la direzione della quantità di moto essendo perpendicolare all'una e all'altra di queste quantità, ci sarà l'onda dovuta all'accelerazione della particella carica, ed in realtà quantità di moto in ogni onda elettrica, o luminosa, nella direzione secondo cui si propaga l'onda stessa. Permodochè, se una tale onda, ad esempio un'onda luminosa, è assorbita dalla sostanza attraverso la quale sta propagandosi, la quantità di moto risiedente nell'onda sarà comunicata alla sostanza assorbente, la quale, per conseguenza, subirà un'azione che tende a sospingerla nel verso della propagazione della luce. Così, quando la luce cade in direzione normale sopra una sostanza annerita assorbente, essa respingerà tale sostanza. Questa ripulsione, risultante dalla radiazione, fu dimostrato da Maxwell essere

una conseguenza della teoria elettromagnetica della luce; essa fu poscia messa in evidenza e misurata da Lebedew con alcune esperienze bellissime, che sono state confermate ed estese da Nichols ed Hull.

La pressione, subita dalla sostanza assorbente, sarà proporzionale alla sua area, mentre il peso della sostanza è proporzionale al suo volume. Per cui, riducendo a metà le dimensioni lineari, il peso si ridurrà ad un ottavo, mentre la pressione della radiazione sarà ridotta soltanto ad un quarto; cosicchè, diminuendo sufficientemente le dimensioni del corpo assorbente, potremo giungere ad uno stadio, in cui le forze dovute alla radiazione eccedano quelle che, come il peso, sono proporzionali al volume della sostanza. In base a questo principio, conoscendo l'intensità della radiazione proveniente dal sole, Arrhenius ha dimostrato, che per una sfera opaca di densità uno e del diametro di 10^{-5} *cm.*, la ripulsione, dovuta alla radiazione proveniente dal sole, farebbe esattamente equilibrio all'attrazione solare, mentre i corpi più piccoli di quella sfera sarebbero respinti dal sole; ed ha applicato questo principio alla spiegazione dei fenomeni attinenti alla coda delle comete. Poynting ha dimostrato recentemente, che, se due sfere di densità uno e del diametro di circa

39 cm. sono alla temperatura di 27° *C.* e protette da ogni radiazione esterna, la ripulsione dovuta alla radiazione emessa dalla sfera sorpasserà la loro attrazione gravitazionale, cosicchè le sfere stesse si respingeranno a vicenda.

All'incontro, quando la luce viene rifratta e riflessa da una superficie trasparente, il suo cammino e, per conseguenza, la direzione della quantità di moto cambiano, per modo che la sostanza rinfrangente deve avere quantità di moto ad essa comunicata. È facile vedere che, anche quando l'incidenza della luce è obbliqua, la quantità di moto, comunicata alla sostanza, è normale alla superficie rinfrangente. Vi sono parecchi problemi interessanti, attinenti le forze dimostrate da prismi rinfrangenti mentre la luce passa loro attraverso; problemi, che si affacceranno spontaneamente considerando i cambiamenti nella quantità di moto, provati dall'onda luminosa nella sua corsa attraverso il prisma. Forze tangenziali, dovute alla luce, non sono state, per quanto mi consta, sperimentalmente palesate. Esse, però, debbono esistere in certi casi: come, ad esempio, quando la luce incidente, in direzione obliqua, è imperfettamente riflessa da una superficie metallica.

Le onde di forza elettrica e magnetica, che

irradiano da una particella carica accelerata, trasportano seco energia. Questa energia è irradiata nello spazio, per cui la particella ne perde continuamente. Si può con facilità dimostrare che la proporzione, secondo cui l'energia viene irradiata dalla particella, è $\frac{1}{3}\frac{e^2 f^2}{V}$, in cui e è la carica della particella, f la sua accelerazione e V la velocità della luce. Se mettiamo in conto questa perdita d'energia della particella, quando il suo moto è stato accelerato, troviamo alcuni risultati interessanti. Così, ad esempio, se una particella di massa m e di carica e, partendo dalla quiete, è assoggettata ad una forza elettrica costante, X, la particella non assumerà tosto l'accelerazione $\frac{Xe}{m}$, come accadrebbe se non ci fosse perdita d'energia per irradiazione; all'incontro, l'accelerazione della particella è inizialmente zero, e non sarà che dopo trascorso un tempo paragonabile con $\frac{e^2}{Vm}$, che essa acquisterà appunto una frazione apprezzabile della sua accelerazione finale. Per cui, la proporzione secondo la quale la particella, durante il tempo $\frac{e^2}{Vm}$, perde energia, è molto piccola in confronto della pro-

porzione finale. Quindi, se la particella fosse assoggettata ad un'onda di forza elettrica, che richiedesse soltanto un tempo paragonabile con $\frac{e^2}{Vm}$ a passare sopra di essa, la quantità d'energia irradiata dalla particella sarebbe una frazione dell'energia risiedente nell'onda, molto più piccola di ciò che sarebbe se l'onda impiegasse un tempo eguale ad un multiplo, secondo un numero assai grande, di $\frac{e^2}{Vm}$ a passare sulla particella medesima. Questa conseguenza ha un'importante applicazione nella spiegazione del maggior potere penetrante dei raggi «*duri*» di Röntgen, in confronto dei «*molli*». I raggi «*duri*» corrispondono a pulsazioni brevi, i «*molli*» a pulsazioni ampie, cosicchè nel caso dei raggi «*duri*», sarà diffusa dalle particelle cariche, sulle quali essi passano, una parte dell'energia, minore di quella corrispondente al caso dei raggi «*molli*».

Applicando la legge, che la proporzione secondo cui l'energia viene irradiata è eguale a $\frac{1}{3}\frac{e^2f^2}{V}$, al caso d'una particella carica girante in un'orbita circolare sotto l'azione d'una forza variabile in ragione inversa del quadrato della distanza, noi troviamo che, in

questo caso, la quantità di radiazione è proporzionale all'ottava potenza della velocità, o alla quarta potenza dell'energia. Dunque, la proporzione nella perdita d'energia per irradiazione aumenta assai più rapidamente dell'energia del corpo in moto.

CAPITOLO IV.

LA STRUTTURA ATOMICA DELL'ELETTRICITÀ

Fin qui ci siamo principalmente occupati delle proprietà delle linee di forza, della loro tensione, della massa d'etere che trasportano seco e della propagazione di perturbazioni elettriche lungo le linee stesse; in questo capitolo discuteremo la natura delle cariche d'elettricità, che costituiscono gli estremi di dette linee. Dimostreremo che vi sono forti ragioni per ammettere, che tali cariche hanno ciò che può chiamarsi una struttura atomica; tale, cioè, che ogni carica sarebbe formata da un certo numero di cariche individuali finite, tutte eguali fra di loro: precisamente come nella teoria atomica della materia, una quantità d'idrogeno è formata da un certo numero di piccole particelle chiamate atomi, e questi atomi sono tutti fra loro eguali. Se questa ipotesi sulla struttura dell'elettricità è esatta, ogni estremità d'un tubo di Fara-

day sarà il luogo da cui parte, od in cui arriva, un determinato numero costante di tubi.

Consideriamo anzitutto le prove fornite dalle leggi dell'elettrolisi dei liquidi. Faraday ha dimostrato che quando l'elettricità passa attraverso ad un elottrolito liquido, la quantità d'elettricità negativa ceduta all'elettrodo positivo, e di positiva ceduta all'elettrodo negativo, è proporzionale al numero di atomi, che si presentano sull'elettrodo. Consideriamo anzitutto elementi monovalenti, come idrogeno, cloro, sodio, e così via; egli ha dimostrato, che quando eguali numeri d'atomi di queste sostanze abbandonano le loro cariche sull'elettrodo, la quantità d'elettricità è la stessa, tanto se i veicoli sono atomi d'idrogeno, come di cloro, o di sodio; indicando, che ogni atomo di questi elementi trasporta la stessa carica di elettricità. Andiamo ora agli elementi bivalenti. Troviamo ancora, che i ioni degli elementi bivalenti trasportano la stessa carica, ma che un determinato numero di ioni dell'elemento bivalente trasporta una carica doppia di quella trasportata da un egual numero di ioni di un elemento monovalente, dimostrando che ogni ione d'un elemento bivalente trasporta una carica doppia di quella che corrisponde al ione monovalente;

in modo analogo, un ione trivalente trasporta una carica tripla di quella d'un ione monovalente, e così via. Per cui, nel caso dell'elettrolisi di soluzioni, le cariche trasportate dai ioni equivalgono, o alla carica del ione d'idrogeno, o al doppio, o al triplo della medesima, e così di seguito. Le cariche che incontriamo sono sempre un multiplo, secondo un numero intero, della carica trasportata dall'atomo d'idrogeno; non incontriamo mai parti frazionarie di questa carica. Questo fatto notevolissimo dimostra, come disse Helmboltz in un discorso su Faraday, che, se noi accettiamo l'ipotesi che le sostanze elementari sieno composte di atomi, non possiamo evitare la conclusione, che l'elettricità, tanto positiva quanto negativa, sia divisa in porzioni elementari definite, comportantisi come atomi di elettricità.

Quando consideriamo la propagazione dell'elettricità nei gas, la prova in favore del carattere atomico dell'elettricità è ancora più lampante di quel che sia nel caso della propagazione attraverso i liquidi, principalmente perchè abbiano maggiori cognizioni intorno al passaggio dell'elettricità attraverso i gas, che non attraverso i liquidi.

Consideriamo per un momento alcune tra le proprietà della conduzione gassosa. Quando

un gas si è reso conduttore — esponendolo, ad esempio, ai raggi di Röntgen — esso, dopo cessati i raggi, rimane in questo stato per un tempo sufficientemente lungo da permetterci di studiarne le proprietà. Noi troviamo che si può asportare la conducibilità dal gas con la filtrazione, facendolo passare attraverso un battufolo di ovatta, o gorgogliare attraverso l'acqua. La conducibilità, quindi, è dovuta a un qualchecosa mescolato col gas, e che può venire asportato con la filtrazione; la conducibilità, inoltre, viene eliminata dal gas quando esso sia fatto passare attraverso un intenso campo elettrico. Questo risultato dimostra che il costituente, cui è dovuta la conducibilità del gas, è formato da particelle elettrizzate: e la conducibilità deriva dal moto di queste particelle nel campo elettrico. Nel Laboratorio Cavendish noi abbiamo misurato la carica elettrica trasportata da tali particelle.

Il principio del metodo, primieramente adottato, è il seguente. Se in un istante qualsiasi si trovano nel gas n di queste particelle elettrizzate positivamente ed n negativamente, e se ciascuna di esse trasporta una carica elettrica e, noi possiamo facilmente, con metodi elettrici, determinare ne, cioè la quantità d'elettricità d'un segno presente nel gas. Una

maniera, con cui si può fare questa determinazione, consiste nel racchiudere il gas fra due lamine metalliche parallele, una delle quali sia isolata. Si supponga ora, che l'altra lamina venga con rapidità caricata positivamente ad un potenziale molto alto; questa lamina respingerà le particelle positive esistenti nel gas, le quali, prima d'avere il tempo di combinarsi con quelle negative saranno slanciate contro la lamina isolata. Così tutta la carica positiva del gas sarà guidata contro la lamina isolata, ove può misurarsi con un elettrometro. Siccome questa carica è eguale ad ne, noi possiamo in tal modo determinare facilmente ne: allora, se possiamo escogitare un metodo per misurare n, saremo in grado di trovare e. Il metodo, secondo il quale io determinai n, era fondato sulla scoperta di C. T. R. Wilson, che le particelle elettrizzate agiscono come nuclei, intorno ai quali si condensano piccole gocce d'acqua, allorchè le particelle stesse sono circondate da aria umida, raffreddata al disotto del punto di saturazione. Nell'aria priva di pulviscolo è molto difficile, come ha dimostrato Aitken, ottenere della nebbia col raffreddamento d'aria umida, giacchè mancano i nuclei, intorno ai quali possano condensarsi le gocce; se però nell'aria priva di pulviscolo esistano particelle elettrizzate, intorno a que-

ste si depositerà della rugiada per una soprasaturazione ben minore di quella che si richiederebbe onde produrre il menomo effetto apprezzabile quando nessuna particella elettrizzata fosse presente.

Dunque, in aria umida sufficientemente soprasatura, una nube si deposita sopra queste particelle cariche, e per tal modo esse sono rese visibili: ecco il primo passo da muovere per contarle. Le gocce, peraltro, sono troppo piccole e troppo numerose per essere contate direttamente. Noi possiamo ottenere, tuttavia, indirettamente, il loro numero come segue: suppongasi d'avere un certo numero di tali particelle nell'aria, priva di pulviscolo, contenuta in un recipiente chiuso, e quest'aria sia satura di vapor d'acqua; suppongasi ora, che si produca un'espansione repentina dell'aria contenuta nel recipiente: con ciò l'aria si raffredderà, diventerà soprasatura di vapore, e delle gocce si depositeranno intorno alle particelle cariche. Ora, conoscendo il valore dell'espansione prodotta, potremo calcolare il raffreddamento del gas e per conseguenza la quantità d'acqua depositata. In tal modo noi sapremo il volume d'acqua in forma di gocce, cosicchè, se conoscessimo il volume d'una, potremmo dedurre il numero di esse. Per trovare il volume d'una

goccia, possiamo valerci d'una ricerca di Sir George Stokes intorno alla proporzione secondo cui delle piccole sfere cadono nell'aria. In conseguenza della viscosità dell'aria, i piccoli corpi cadono con grande lentezza e tanto più lentamente, quanto più sono piccoli. Stokes dimostrò che, se a è il raggio d'una goccia d'acqua, la velocità v con cui essa cade attraverso l'aria è data dall'equazione:

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\mu},$$

la quale, ponendo l'accelerazione della gravità $g = 981$ ed il coefficiente di viscosità dell'aria $\mu = o,00018$, fornisce

$$v = 1{,}21 \times 10^6 a^2;$$

laonde, se potessimo determinare v, saremmo in grado di calcolare il raggio e quindi il volume della goccia. Ma, evidentemente, v è la velocità con cui la nube si deposita intorno alla particella carica, e può essere misurata con facilità osservando i movimenti alla sommità della nube. In tal modo io trovai il volume delle gocce, e quindi il numero n delle particelle. E siccome con misure elettriche è stato determinato $n e$, il valore di e potè essere de-

dotto, una volta che n era conosciuto. Così trovai che il suo valore è

$$3,4 \times 10^{-10} \text{ unità elettrostatiche } C. G. S.$$

Furono fatte esperienze con aria, idrogeno ed anidride carbonica, e si è trovato che i ioni hanno cariche eguali in tutti questi gas: forte argomento in pro del carattere atomico dell'elettricità.

Possiamo confrontare, come segue, la carica sui ioni gassosi con quella trasportata dal ione idrogeno nell'elettrolisi di soluzioni: noi sappiamo che il passaggio di un' unità elettromagnetica di carica, ossia di 3×10^{10} unità elettrostatiche, attraverso l'acqua acidulata, mette in libertà 1, 2 3 $cm.^3$ d'idrogeno alla temperatura di 15^0 $C.$ e sotto la pressione di una atmosfera; se sono N le molecole in un $cm.^3$ d'un gas a questa temperatura ed a questa pressione, il numero di ioni d'idrogeno in 1, 2 3 cm^3 è $2,46N$; per cui, se E è la carica del ione idrogeno nell'elettrolisi della soluzione,

$$2,46\,N\,E = 3 \times 10^{10},$$

ossia

$$E = 1,22 \times 10^{10} : N.$$

Ma e, carica sul ione gassoso, è $3,4 \times 10^{-10}$; quindi se $N = 3,6 \times 10^{19}$, la carica sul ione gassoso sarà eguale alla carica sul ione elettrolitico. Ora, nella teoria cinetica dei gas, si sono indagati dei metodi per determinare questa quantità N, o costante di Avogadro, come qualche volta la si chiama; i valori ottenuti in base alla detta teoria variano alquanto con le ipotesi fatte intorno alla natura delle molecole ed a quella delle forze, che una molecola esercita sulle circostanti. Però, il valore $3,6 \times 10^{19}$ è in buon accordo con alcune tra le migliori di queste determinazioni, e quindi concludiamo, che la carica sul ione gassoso è eguale alla carica sul ione elettrolitico.

Il Dott. H. A. Wilson, del Laboratorio Cavendish, con un metodo affatto diverso, ottenne per e un valore praticamente eguale a quello precedentemente indicato. Il suo metodo era fondato sulla scoperta di C. T. R. Wilson, che il depositarsi di rugiada, in aria umida, su ioni negativi richiede minore soprasaturazione di quella corrispondente al caso di ioni positivi. Per cui, scegliendo opportunamente la soprasaturazione, potremo ottenere deposito di rugiada soltanto sopra i ioni negativi, cosicchè ogni goccia riesca carica negativamente. Ora, supponendo

di collocare di fronte alla nube una lamina elettrizzata positivamente, la lamina stessa attrarrà la nube; e noi potremo variare la carica sulla lamina, finchè l'attrazione elettrica faccia esattamente equilibrio al peso d'una goccia, e le gocce (come la cassa di Maometto) pendano stazionarie nell'aria; se la forza elettrica è X, allora l'attrazione elettrica sulla goccia è Xe, essendo e la carica della goccia. Siccome Xe è eguale al peso della goccia, che è noto, e siccome possiamo misurare X, dedurremo tosto il valore di e.

Townsend dimostrò che la carica sul ione gassoso è eguale a quella sul ione idrogeno nella elettrolisi ordinaria, misurando il coefficiente di diffusione dei ioni gassosi e confrontandola con la velocità acquistata dal ione sotto una forza elettrica data. Consideriamo il caso d'un volume di gas ionizzato fra due piani orizzontali, e si supponga che, finchè ci manteniamo in un certo strato orizzontale, il numero di ioni si conservi invariato, ma che il numero cambi col passare da uno strato ad un altro: sia x la distanza di uno strato dal piano inferiore, n il numero di ioni di un segno nell'unità di volume di questo strato; allora, se D è il coefficiente di diffusione dei ioni, il numero di questi che in un secondo passa al disotto attraverso l'u-

nità d'area dello strato, è

$$D \frac{dn}{dx};$$

cosicchè la velocità media delle particelle discendenti è

$$\frac{D}{n} \frac{dn}{dx}.$$

La forza, che determina il moto dei ioni, è la variazione nella pressione parziale dovuta ai medesimi; se la pressione è uguale a p, la forza agente sui ioni nell'unità di volume è $\frac{dp}{dx}$, ed il valore medio della forza per ione è $\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$. Ora noi possiamo trovare la velocità, che un ione acquista quando è soggetto ad una forza nota, misurando, come hanno fatto Rutherford e Zeleny, le velocità assunte dai ioni in un campo elettrico. Essi dimostrarono, che questa velocità è proporzionale alla forza agente sul ione, cosicchè se A è la velocità quando la forza elettrica è X e quando la forza agente sul ione è, per conseguenza, Xe, la velocità corrispondente al

l'unità di forza sarà $\frac{A}{Xe}$, e la velocità quando la forza è $\frac{1}{n}\frac{dp}{dx}$, sarà quindi

$$\frac{1}{n}\frac{dp}{dx}\frac{A}{X\,e};$$

noi abbiamo visto, però, che questa velocità è eguale a

$$\frac{D}{n}\frac{dn}{dx};$$

quindi abbiamo

$$\frac{dp}{dx}\frac{A}{X\,e} = D\frac{dn}{dx}. \tag{1}$$

Ora, se i ioni si comportano come un gas perfetto, la pressione p è in rapporto costante con n, numero dei ioni per unità di volume. Questo rapporto è il medesimo per tutti i gas, alla stessa temperatura, cosicchè, se N è la costante di Avogadro, vale a dire il numero di molecole in un centimetro cubo di gas alla pressione atmosferica P,

$$\frac{p}{P} = \frac{n}{N},$$

e l'equazione (1) ci dà

$$\frac{PA}{XD} = Ne.$$

Quindi, conoscendo D e A, possiamo trovare il valore di Ne. In questo modo Townsend ha trovato, che Ne aveva lo stesso valore nell'aria, nell'idrogeno, nell'ossigeno e nell'anidride carbonica, e che la media di questi valori era $Ne = 1,24 \times 10^{10}$. Noi abbiam visto, che se E è la carica sul ione idrogeno,

$$NE = 1,22 \times 10^{10}.$$

Dunque, queste esperienze dimostrano che $e = E$; ossia, che la carica sul ione gassoso è eguale alla carica trasportata dal ione idrogeno nell'elettrolisi di soluzioni.

L'eguaglianza di queste cariche fu anche provata in una maniera molto semplice da H. A. Wilson, il quale, in un volume d'aria a temperatura molto alta, introduceva una quantità misurata di vapore di sali metallici al secondo. Questo vapore arriva ionizzato, ed il miscuglio d'aria e di vapore acquista una conducibilità considerevole. La corrente attraverso il vapore aumentava, in sulle prime, con la forza elettromotrice impiegata per gui-

darla nel gas; ma questo aumento non continuava indefinitamente, poichè, dopo che la corrente aveva raggiunto un certo valore, un nuovo aumento della forza elettromotrice non produceva variazione. Come sempre nella conduzione attraverso i gas, si raggiungeva un valore massimo, chiamato «*corrente di saturazione*», che non veniva superato finchè il campo elettrico applicato al gas non si approssimava all'intensità necessaria a produrre scintille. Wilson trovò, che la corrente di saturazione attraverso il vapore salino era esattamente eguale a quella che, attraversando una soluzione acquosa del sale, avrebbe elettrolizzato in un secondo la stessa quantità di sale che, per ogni secondo, fu data in alimento all'aria calda.

È degno di nota, che questo risultato ci offre un metodo per determinare la costante di Avogadro, indipendentemente da qualsiasi ipotesi intorno alla forma od alle dimensioni delle molecole, come pure dal modo secondo cui esse agiscono una sull'altra. Se N è la costante, e la carica d'un ione, risulta

$$Ne = 1,22 \times 10^{10};$$

e noi abbiamo visto che $e = 3,4 \times 10^{10}$, per cui $N = 3,9 \times 10^{19}$.

Dunque, sia studiando la conduzione attraverso i liquidi, sia studiandola attraverso i gas, noi siamo condotti a concepire un'unità naturale, o atomo, di elettricità, rispetto alla quale tutte le cariche sono multiple secondo numeri interi, precisamente come la massa d'una quantità d'idrogeno è un multiplo, secondo un numero intero, della massa di un atomo d'idrogeno.

Massa dei veicoli dell'elettricità.

Noi possiamo ora inoltrarci a considerare la natura dei sistemi trasportanti le cariche; e, onde avere le condizioni più semplici che sia possibile, cominciamo dal caso di un gas a pressione molto bassa, talchè il moto delle particelle non sia ostacolato da collisioni con le molecole del gas medesimo. Supponiamo d'avere una particella di massa m, trasportante una carica e, moventesi nel piano del foglio e sulla quale agisca, normalmente a questo piano, un campo magnetico uniforme. Noi abbiam visto che, in tali condizioni, la particella sarà soggetta ad una forza meccanica Hev, dove H è la forza magnetica e v la velocità della particella. La direzione di

questa forza giace nel piano del foglio, normalmente alla traiettoria della particella: e poichè detta forza è sempre normale alla direzione del moto, la velocità della particella, e quindi l'intensità della forza agente sopra di essa, non muteranno; per cui la traiettoria sarà quella descritta da un corpo soggetto ad una forza normale costante. È facile vedere, che questa traiettoria è una circonferenza, il cui raggio a è dato dall'equazione

$$a = \frac{m\,v}{e\,H} \quad . \qquad (1)$$

La velocità v può essere determinata come segue. Supponendo che la particella si muova orizzontalmente nel piano del foglio, in un campo magnetico uniforme H, normale a questo piano, essa sarà soggetta ad una forza verticale, eguale ad $H\,e\,v$. Ora, se in aggiunta alla forza magnetica si applica una forza elettrica verticale X, questa eserciterà un'azione meccanica verticale $X\,e$ sulla particella in moto. Si scelga la direzione di X in modo, che questa forza sia opposta a quella dovuta alla calamita, e si varî il valore di X finchè le due forze riescono eguali. Noi possiamo sapere quando tale scopo è raggiunto, riflettendo che allora il moto della particella, sotto l'azione

delle forze elettrica e magnetica, sarà lo stesso come quando entrambi quelle forze non esistevano. Allorchè le due forze sono eguali, noi abbiamo

$$X e = H e v$$

ossia

$$v = \frac{X}{H}. \qquad (2)$$

Avendo, quindi, dei metodi per tracciare il moto della particella, si potrà misurare il raggio a della circonferenza secondo cui essa viene deviata da una forza magnetica costante, e determinare il valore della forza elettrica richiesta per equilibrare l'effetto della forza magnetica. Allora, le equazioni (1) e (2) ci permettono di calcolare v ed $\frac{e}{m}$.

Valore di $\frac{e}{m}$ per particelle elettrizzate negativamente in gas a basse pressioni.

Il valore di $\frac{e}{m}$ fu determinato nel modo anzidetto per particelle negativamente elettriz-

zate formanti i raggi catodici, che sono una parte tanto cospicua della scarica elettrica nei gas a basse pressioni; ed anche per particelle elettrizzate negativamente, emesse da metalli quando sono esposti alla luce ultravioletta, o quando sono portati alla temperatura dell'incandescenza. Cotali esperienze hanno condotto al risultato molto notevole, che il valore di $\frac{e}{m}$ è lo stesso qualunque sia la natura del gas in cui si trova la particella, o qualunque sia la natura del metallo, da cui si può supporre che essa sia provenuta. Infatti, in tutti i casi nei quali il valore di $\frac{e}{m}$ fu determinato per particelle elettrizzate negativamente, muoventisi con velocità considerevolmente minore di quella della luce, si trovò, che esso è rappresentato da un numero che sta intorno a 10^7 in unità centimetro, grammo, secondo, essendo la carica misurata in unità elettromagnetiche. Siccome il valore di $\frac{e}{m}$ pel ione idrogeno nell'elettrolisi di liquidi è soltanto 10^4, e siccome abbiamo visto che la carica sui ioni gassosi è eguale a quella sul ione idrogeno nell'elettrolisi ordinaria, si scorge, che la massa d'un veicolo della carica negativa dev'essere al-

l'incirca un millesimo della massa d'un atomo d'idrogeno, massa che da lungo tempo è stata considerata come la più piccola suscettibile di avere un'esistenza indipendente.

Io ho proposto il nome di *corpuscoli* per queste unità di elettricità negativa. Questi corpuscoli sono gli stessi, comunque lo stato elettrico possa avere origine, od ovunque essi si trovino. L'elettricità negativa, in un gas a bassa pressione, ha quindi una struttura analoga a quella di un gas, i corpuscoli tenendo il posto delle molecole. Il *fluido elettrico negativo,* per usare l'antica espressione, assomiglia ad un fluido gassoso, con struttura corpuscolare, anzichè molecolare.

Veicoli dello stato elettrico positivo.

Noi possiamo applicare gli stessi metodi alla determinazione di $\frac{e}{m}$ pei veicoli dello stato elettrico positivo. Ciò fu fatto da Wien per quello stato elettrico positivo, che si riscontra in certe parti della scarica in un tubo a vuoto; ed io ho misurato $\frac{e}{m}$ per lo stato elettrico positivo offerto da un filo rovente. I risultati di

queste misure formano un grande contrasto con quelli corrispondenti allo stato elettrico negativo, poichè $\frac{e}{m}$ per la carica positiva invece di avere, come ha per la negativa, il valore elevato e costante 10^7, non si trova mai avere un valore maggiore di 10^4, valore che avrebbe se i veicoli fossero atomi d'idrogeno. In parecchi casi il valore di $\frac{e}{m}$ è molto minore di 10^4, indicando che, in questi casi, la carica positiva è trasportata da atomi aventi una massa maggiore di quella dell'atomo d'idrogeno. Il valore di $\frac{e}{m}$ varia con la natura degli elettrodi e del gas nel tubo di scarica, precisamente come accadrebbe se i veicoli della carica positiva fossero gli atomi degli elementi, che eventualmente esistevano quando fu prodotto lo stato elettrico positivo.

Questi risultati ci conducono ad una teoria dell'elettrizzazione, che ha rassomiglianza sorprendente con la « *Teoria del fluido elettrico* » di Franklin. Invece di assumere, al par di lui, che il fluido sia elettricità positiva, noi lo assumiamo come negativa. Il « fluido elettrico » di Franklin corrisponde ad un insieme di corpuscoli, ed una raccolta di essi rappresenta elettrizzazione negativa. Il trasporto dello stato

elettrico da un luogo ad un altro si effettua mediante il moto dei medesimi, dal luogo in cui vi è guadagno di stato elettrico positivo, a quello in cui vi è guadagno di negativo. Un corpo elettrizzato positivamente, è uno di quelli che hanno perduto alcuni dei loro corpuscoli. E, come vedemmo, la massa e la carica di questi furono determinate direttamente con l'esperienza: in conclusione, noi sappiamo di più intorno al fluido elettrico, che non intorno a fluidi simili all'aria ed all'acqua.

CAPITOLO V.

COSTITUZIONE DELL'ATOMO

Abbiamo veduto che comunque i corpuscoli si producano, sia mediante raggi catodici, sia con luce ultravioletta o con metalli incandescenti, e qualunque sieno i metalli od i gas che intervengono, la specie risultante è sempre la stessa. Dal momento che corpuscoli tra loro simili per ogni rispetto possono essere ottenuti da agenti e da materiali tanto diversi, e poichè la massa dei corpuscoli stessi è minore di quella di qualsiasi atomo conosciuto, si scorge che tali corpuscoli debbono essere un costituente dell'atomo di parecchie sostanze diverse: che, insomma, gli atomi di queste sostanze hanno qualche cosa in comune.

Noi siamo, così, di fronte all'idea che gli atomi degli elementi chimici sieno formati da sistemi più semplici: idea, che, sotto forme diverse, fu messa innanzi da varî chimici.

Così Prout, nel 1815, emise l'opinione che gli atomi di tutti gli elementi chimici sieno formati da atomi d'idrogeno; se così fosse, i pesi di combinazione di tutti gli elementi, assumendo che non vi sia perdita di peso quando gli atomi d'idrogeno si combinano per formare l'atomo di qualche altro elemento, sarebbero rappresentati da numeri interi: risultato contrario all'osservazione. Per togliere questa discrepanza, Dumas suggerì che l'atomo primordiale non deve essere quello d'idrogeno, ma un atomo più piccolo, avente una massa soltanto metà od un quarto di quella dell'atomo d'idrogeno. Ulteriore appoggio fu dato all'idea della natura complessa dell'atomo dalla scoperta di Newlands e Mendeleeff, scoperta nota sotto la denominazione di legge periodica, la quale mette in evidenza una periodicità nelle proprietà degli elementi, quando essi sono disposti nell'ordine secondo cui crescono i loro pesi atomici. Le semplici relazioni che esistono fra i pesi di combinazione di parecchi tra gli elementi dotati di proprietà chimiche simili, ad esempio il fatto, che il peso di combinazione del sodio è medio aritmetico tra quello del litio e del potassio, tutto mira alla conclusione, che gli atomi dei varî elementi hanno qualchecosa in comune. Altro argomento nello stesso senso

è offerto dalla somiglianza nella struttura degli spettri di elementi, che appartengono allo stesso gruppo nella serie periodica; somiglianza che il recente lavorio sull'esistenza, negli spettri, di serie di righe le cui frequenze sono collegate da relazioni numeriche definite, è riescito a porre in grande rilievo ed a stabilire. Invero, il solo indizio spettroscopico ha da molto tempo condotto Sir Norman Lockyer a difendere l'opinione, che gli elementi sieno realmente dei composti, i quali, in opportune circostanze, possano venire dissociati. Il fenomeno della radioattività, di cui parlerò in seguito, porta l'argomento ancora più innanzi, poichè vi sono buone ragioni per ritenere che la radioattività sia dovuta a cambiamenti, che avvengono nell'interno degli atomi delle sostanze radioattive. Se così è, noi dobbiamo affrontare il problema della costituzione dell'atomo, e vedere se siamo in grado d'immaginare un modello, che abbia in sè l'efficacia di spiegare le notevoli proprietà dimostrate dalle sostanze radioattive. Non sarà quindi superfluo considerare la portata dell'esistenza di corpuscoli, rispetto al problema della costituzione dell'atomo; e sebbene il modello, al quale siamo condotti dalle nostre considerazioni, sia molto immaturo ed imperfetto, potrà forse essere

di giovamento col suggerire vie di ricerca, atte, verosimilmente, a fornirci ulteriori ammaestramenti intorno alla costituzione dell'atomo.

La natura dell'unità da cui risultano formati gli atomi.

Partendo dall'ipotesi che l'atomo sia un aggregato d'un certo numero di sistemi più semplici, consideriamo quale debba essere la natura d'uno di tali sistemi. Noi abbiamo veduto che il corpuscolo, la cui massa è notevolmente minore di quella dell'atomo, è un costituente di questo: è quindi naturale riguardare il corpuscolo come un costituente del sistema primordiale. Il corpuscolo, altresì, trasporta una carica definita di elettricità negativa; e poichè a qualunque carica di elettricità facciamo corrispondere sempre una carica eguale e di segno opposto, dovremmo attenderci che la carica negativa del corpuscolo sia associata con una carica eguale di elettricità positiva. Assumiamo come nostro sistema primordiale un *doppio-punto* elettrico, con un corpuscolo negativo ad un estremo ed una eguale carica positiva all'altro, i due estremi

essendo uniti dalle linee di forza elettrica, che supponiamo abbiano esistenza materiale. Per ragioni che appariranno in seguito, supporremo che il volume su cui è distribuita l'elettricità positiva sia molto maggiore di quello del corpuscolo. Le linee di forza saranno, per conseguenza, molto più condensate in prossimità del corpuscolo che non in qualsiasi altra parte del sistema, e quindi la quantità d'etere coinvolta dalle linee di forza, la massa del quale noi riguardiamo come la massa del sistema, sarà molto più grande in prossimità del corpuscolo che non altrove. Se, come abbiamo supposto, le dimensioni del corpuscolo sono piccolissime in confronto di quelle del volume occupato dall'elettricità positiva, la massa del sistema sarà praticamente originata da quella dell'etere coinvolto a ridosso del corpuscolo; perciò la massa del sistema non dipenderà sensibilmente dalla posizione del suo estremo positivo, e sarà, con molta approssimazione, eguale alla massa del corpuscolo, come fosse solo nel campo. Questa massa (vedi pag. 23) per ogni corpuscolo, è uguale a $\frac{2e^2}{3a}$, dove e è la carica del corpuscolo ed a il suo raggio, essendo a, come abbiamo visto, circa 10^{-13} *cm*.

Supponiamo ora di avere un universo for-

mato da un immenso numero di questi *doppi-punti* elettrici, che noi riguardiamo come il nostro sistema primordiale; se essi fossero in quiete, la loro mutua attrazione li riunirebbe, precisamente come le attrazioni di un certo numero di piccole calamite determinerebbe la loro unione, qualora fossero libere di muoversi, e si formerebbero degli aggregati di due o più sistemi.

Se, però, i singoli sistemi fossero stati originariamente in moto con velocità considerevoli, le velocità relative di due sistemi, quando essi si avvicinano abbastanza da esercitare attrazione sensibile uno sull'altro, possono essere sufficienti a riportarli lontani uno dall'altro, ad onta della loro mutua attrazione. In questo caso la formazione di aggregati sarebbe ritardata, finchè l'energia cinetica delle unità non fosse diminuita al punto che, quando esse entrano in collisione, la tendenza a separarsi, dovuta al loro moto relativo, non fosse sufficiente ad impedire di restare insieme sotto la loro attrazione reciproca.

Consideriamo, per un momento, il modo secondo cui diminuirebbe l'energia cinetica d'un tale insieme. Noi abbiamo visto (pag. 76) che ogni qualvolta la velocità d'un corpo elettrizzato cambia, il corpo va perdendo energia, poichè esso genera onde elettriche,

le quali irradiano nello spazio, trasportando seco energia. Per cui, quando le unità entrano in collisione, vale a dire allorchè esse si portano tanto vicine che il loro moto ne risulti reciprocamente accelerato o ritardato in modo sensibile, verrà irradiata energia all'esterno, che non sarà tutta assorbita dalle unità circostanti. Vi sarà, quindi, una perdita continua d'energia cinetica; e dopo un certo tempo, quantunque esso possa essere lunghissimo, l'energia cinetica scenderà a quel valore per cui comincerà l'aggregarsi di unità in gruppi di due; e d'allora in poi avverrà la formazione di aggregati contenenti un maggior numero di unità.

Nel considerare il problema dell'ulteriore aggregazione di questi gruppi complessi, dobbiamo rammentare, che la possibilità d'aggregazione dipenderà non solo dalla velocità dell'aggregato come un tutto, vale a dire dalla velocità del centro di gravità, ma altresì dalle velocità relative dei corpuscoli entro l'aggregato.

Rappresentiamoci l'aggregato, similmente all'atomo di Epino di Lord Kelvin, come consistente in una sfera in istato elettrico positivo uniforme, ed esercitante perciò in un punto interno una forza elettrica radiale proporzionale alla distanza dal centro, e imagi-

niamo che i corpuscoli molto più piccoli, elettrizzati negativamente, si aggirino nell'interno di essa. Il numero di corpuscoli è il numero di unità, che sono andate a formare l'aggregato; e la quantità totale d'elettricità negativa dei corpuscoli è eguale all'elettricità positiva della sfera. Per fissare le nostre idee, prendiamo il caso, rappresentato dalla figura 15, di tre corpuscoli *A*, *B*, *C* disposti entro la sfera sui vertici d'un triangolo equilatero, il cui centro coincida con quello della sfera. Supponiamo dapprima che i corpuscoli sieno in quiete; essi saranno in equilibrio quando la loro distanza dal centro della sfera sia tale, che la ripulsione fra i corpuscoli, che evidentemente sarà radiale, controbilanci esattamente l'attrazione radiale eccitata sui corpuscoli dall'elettricità positiva della sfera. Un semplice calcolo mostra, che ciò ha luogo quando la distanza del corpuscolo dal centro è eguale a 0,57 volte il raggio della sfera. Indi si supponga che i corpuscoli, invece d'essere in quiete, descrivano orbite circolari intorno al centro della sfera. La loro forza centrifuga li farà trasportare più lontani dal centro, d'una quantità dipen-

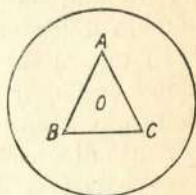



Fig. 15.

dente dalla velocità con cui girano nelle loro orbite. Aumentando gradatamente la velocità, crescerà pure la distanza dei corpuscoli dal centro della sfera, finchè, per una certa velocità, essi ne raggiungeranno la superficie; un ulteriore aumento li costringerà dapprima a muoversi esternamente alla sfera ed infine ad abbandonarla del tutto, determinando lo sfacelo dell'atomo.

In tal guisa noi vediamo, che la costituzione dell'aggregato non sarà permanente se l'energia cinetica, dovuta alla velocità dei corpuscoli entro la sfera rispetto al centro di essa, sorpassa un certo valore. Per brevità, riferendoci a questa energia cinetica dei corpuscoli nell'interno dell'atomo, la chiameremo *temperatura corpuscolare* dell'atomo, e potremo esprimere il precedente risultato dicendo, che l'atomo non sarà stabile, amenochè la sua temperatura corpuscolare non sia al di sotto d'un certo valore.

Avremo cura di distinguere fra temperatura corpuscolare, che è l'energia cinetica media dei corpuscoli entro l'atomo, e la temperatura molecolare, che è l'energia cinetica media dovuta al moto del centro di gravità dell'atomo. Queste temperature, probabilmente non hanno alcuna stretta relazione tra loro. Esse sarebbero proporzionali una all'altra, se

fosse applicabile la nota legge dell'equipartizione dell'energia fra i vari gradi di libertà dell'atomo. Questa legge, però, è incompatibile con le proprietà fisiche dei gas, e, nella dimostrazione che se ne dà nella teoria cinetica, nessuna indicazione è fornita riguardo al tempo richiesto a stabilire lo stato contemplato dalla legge; può darsi che questo tempo sia tanto lungo, che i gas non arrivino mai ad assumere quello stato.

Consideriamo ora il caso di due aggregati, *A* e *B*, le cui temperature corpuscolari sieno elevate, ma non tanto, naturalmente, da rendere *A* e *B* instabili quando sono separati; e supponiamo, onde offrir loro la maggiore probabilità possibile di combinarsi, che i centri di gravità di *A* e *B* siano in quiete quando si trovano estremamente vicini uno all'altro: si uniranno *A* e *B* per formare un aggregato più complesso, come accadrebbe se i corpuscoli fossero in quiete? Noi possiamo vedere facilmente, io credo, che ciò non avrà necessariamente luogo. Poichè, come *A* e *B* si accostano uno all'altro sotto le loro mutue attrazioni, l'energia potenziale, dovuta alla separazione di *A* e *B*, diminuirà, mentre la loro energia cinetica andrà aumentando. Tale aumento nell'energia cinetica dei corpuscoli in *A* ed in *B* aumenterà la tendenza dei cor-

puscoli stessi ad abbandonare i loro atomi, e se l'aumento nell'energia cinetica è considerevole, ciascuno dei sistemi *A* e *B* può perdere uno o più atomi. La partenza d'un corpuscolo lascierà *A* e *B* elettrizzati positivamente, ed essi tenderanno a separarsi sotto la ripulsione di queste cariche. Quando saranno separati, ognuno di essi avrà una carica positiva; ma, siccome esistono ora corpuscoli liberi con cariche negative aggirantisi nei paraggi di *A* e *B*, le dette cariche positive saranno alla fine neutralizzate dai corpuscoli, che urtano contro *A* e *B*, rimanendovi in combinazione.

Noi concludiamo, quindi, che, salvo il caso in cui la temperatura corpuscolare dopo l'unione sia minore d'un certo valore limite, l'unione non può essere permanente, il sistema formato sarà instabile ed incapace d'una permanente esistenza. Ora, la temperatura corpuscolare dell'aggregato formato da *A* e *B*, dipenderà dalle temperature corpuscolari di *A* e *B* prima dell'unione, come pure dalla diminuzione nell'energia potenziale del sistema, occasionata dall'unione di *A* e *B*. Se le temperature corpuscolari di *A* e *B*, prima dell'unione, erano molto alte, sarebbe pure alta la temperatura corpuscolare dopo l'unione; se esse superavano un certo valore limite, la

temperatura corpuscolare, dopo l'unione, sarebbe troppo alta per la stabilità e l'aggregato $A\,B$ non si formerebbe. Dunque, una condizione perchè si formino degli aggregati complessi, è, che la temperatura corpuscolare dei loro costituenti, prima della combinazione, debba essere sufficientemente bassa.

Se la temperatura *molecolare* del gas, nel quale A e B sono molecole, è molto alta, la combinazione può essere ostacolata dalle velocità relativamente grandi di A e B, che, ad onta della loro mutua attrazione, si allontanerebbero. Comunque sia, il punto che desidero mettere in rilievo è, che noi non possiamo garantire l'unione col solo abbassamento della temperatura molecolare, vale a dire col raffreddamento del gas; l'unione sarà impossibile, amenochè la temperatura *corpuscolare*, vale a dire l'energia cinetica dovuta al moto dei corpuscoli nell'interno dell'atomo, non sia ridotta al di sotto di un certo valore. Possiamo impedire l'unione innalzando la temperatura molecolare del gas, ma non possiamo assicurarla con un abbassamento.

Così, per prendere un esempio specifico, la ragione per cui, secondo questo modo di vedere, gli atomi d'idrogeno presenti sulla terra non si combinano per formare qualche altro elemento, nemmeno alla temperatura straor-

dinariamente bassa alla quale l'idrogeno diventa liquido, è, che, anche a questa temperatura, l'energia cinetica dei corpuscoli entro l'atomo, vale a dire la temperatura corpuscolare, è troppo alta. E qui gioverà ripetere quanto abbiamo antecedentemente asserito, che non havvi, cioè, alcuna intima relazione fra le temperature corpuscolare e molecolare, e che possiamo ridurre quest'ultima quasi allo zero assoluto, senza influire grandemente sulla prima.

Ora procederemo a discutere la portata di tali risultati sulla teoria, secondo la quale i diversi elementi chimici si sono gradualmente sviluppati mediante l'aggregazione di unità primordiali.

Supponiamo che sia stato raggiunto il primo stadio, e di avere un certo numero di sistemi formati dall'unione di due unità. Alla prima formazione di questi sistemi binarî — come noi li chiameremo — corrisponderebbe una quantità considerevole d'energia cinetica nei corpuscoli del sistema; poichè, quando le due unità si sono messe insieme, dev'essere stata svolta una quantità d'energia cinetica pari alla diminuzione nell'energia potenziale, conseguente dalla coalescenza di due unità. Siccome questi sistemi binarî hanno originariamente temperature corpuscolari elevate, essi,

probabilmente, non si combineranno tra loro o con altra unità; prima che possano farlo, l'energia cinetica dei corpuscoli dev'essere ridotta.

Procederemo immediatamente a discutere il modo, secondo cui tale riduzione viene effettuata: ma anticiperemo il risultato della discussione, affermando che essa porta a concludere, che la proporzione del decremento nella temperatura corpuscolare è, con probabilità, notevolmente diversa da un sistema binario ad un altro.

Alcuni dei sistemi avranno dunque, probabilmente, raggiunta una condizione che li mette in grado di combinarsi tra loro o con una singola unità, assai prima che altri sieno atti a farlo. I sistemi della prima specie si combineranno, e così riesciranno formati dei sistemi, alcuni dei quali contenenti tre, altri quattro unità, mentre nel tempo stesso saranno rimasti parecchi dei sistemi binarî. Così, la comparsa dei sistemi più complessi non ha bisogno di essere simultanea alla scomparsa di tutti quelli più semplici.

Lo stesso principio si applicherà alla formazione di ulteriori aggregati con sistemi contenenti tre o quattro unità; alcuni di questi saranno pronti ad unirsi prima di altri, e noi possiamo avere sistemi contenenti otto unità,

prima che i più persistenti tra quelli di quattro, tre, due o anche una unità, sieno scomparsi. Con l'ulteriore progresso nell'aggregazione, aumenterà il numero di sistemi diversi presenti contemporaneamente.

Per cui, se noi riguardiamo i sistemi contenenti diversi numeri d'unità come corrispondenti ai diversi elementi chimici, allora possiamo prevedere, che, coll'invecchiare dell'universo, compaiano elementi dotati di peso atomico via via più elevato. La loro comparsa non implica, tuttavia, l'annullamento degli elementi di peso atomico più basso. Il numero d'atomi di questi ultimi andrà, naturalmente, diminuendo; giacchè, per ipotesi, gli elementi più pesanti vengono formati con materiale fornito dai più leggeri. Gli atomi di questi ultimi, però, non andrebbero impiegati tutti in una volta, e così possiamo avere, ad un tempo medesimo, l'esistenza d'un gran numero di elementi.

Se, peraltro, vi è un continuo abbassamento nella temperatura corpuscolare degli atomi per irradiazione, gli elementi più leggeri scompariranno col tempo, e, finchè non abbia luogo disgregazione degli atomi più pesanti, il peso atomico degli elementi più leggeri che sopravvivono, aumenterà continuamente. Secondo questa teoria, poichè l'idrogeno è il

più leggero degli elementi conosciuti ed il suo atomo contiene circa mille corpuscoli, tutti gli aggregati di meno di mille unità sono già entrati in combinazione e non esistono più allo stato libero.

In qual modo i corpuscoli dell'atomo perdono o guadagnano energia cinetica.

Se l'energia cinetica, nascente dal moto dei corpuscoli relativamente al centro di gravità dell'atomo, potesse, mediante collisioni, venir trasformata in energia cinetica dell'atomo come un tutto, vale a dire in temperatura molecolare, deriverebbe dalla teoria cinetica dei gas (essendo il numero di corpuscoli nell'atomo straordinariamente grande), che il calore specifico d'un gas a pressione costante sarebbe, con molta approssimazione, eguale al calore specifico a volume costante; mentre, come materia di fatto, per nessun gas questi due calori specifici si approssimano all'eguaglianza. Concludiamo, quindi, che non è mediante collisioni che l'energia cinetica dei corpuscoli diminuisca.

Noi abbiamo visto, però (pag. 76), che una particella elettrizzata in moto irradia energia

ogniqualvolta avviene un cambiamento, in grandezza o direzione, della sua velocità. I corpuscoli dell'atomo emettono perciò delle onde elettriche, irradianti energia, e così perdendo energia cinetica.

La proporzione, secondo cui viene perduta in tal modo energia dai corpuscoli, varia notevolmente col loro numero e con la trajettoria che percorrono. Così, nel caso d'un singolo corpuscolo descrivente un'orbita circolare di raggio a con velocità costante v, la perdita d'energia, per secondo, dovuta a radiazione, è $\frac{2}{3}\frac{e^2 v^4}{V a^2}$, dove e è la carica sul corpuscolo e V la velocità della luce. Se invece d'un singolo corpuscolo ne avessimo due alle estremità d'un diametro moventisi nella stessa orbita con velocità eguale a quella del singolo corpuscolo, la perdita d'energia dei due, per secondo, sarebbe molto minore di quella corrispondente al singolo corpuscolo; e quanto più piccola fosse la velocità, tanto più grande sarebbe la diminuzione nella perdita d'energia, prodotta dall'aumento del numero di corpuscoli. L'effetto dovuto all'aumento di essi si scorge nella tavola seguente, che dà la misura della radiazione d'ogni corpuscolo per varî numeri di corpuscoli, disposti ad intervalli angolari eguali nell'orbita circolare.

La tavola si riferisce a due casi: in uno, la velocità dei corpuscoli è assunta eguale ad un decimo della velocità della luce; nell'altro, ad un centesimo. In ciascun caso, la radiazione d'un corpuscolo è assunta come unità.

Numero dei corpuscoli.	Radiazione d'ogni corpuscolo. $v = \frac{V}{10}$	$v = \frac{V}{100}$
1. . . .	1	1
2. . . .	$9{,}6 \times 10^{-2}$	$9{,}6 \times 10^{-4}$
3. . . .	$4{,}6 \times 10^{-3}$	$4{,}6 \times 10^{-7}$
4. . . .	$1{,}7 \times 10^{-4}$	$1{,}7 \times 10^{-10}$
5. . . .	$5{,}6 \times 10^{-5}$	$5{,}6 \times 10^{-13}$
6. . . .	$1{,}6 \times 10^{-7}$	$1{,}6 \times 10^{-17}$

Dunque noi vediamo che la radiazione di ciascuno dei corpuscoli d'un gruppo di sei, moventisi con velocità pari ad un decimo di quella della luce, è minore d'un cinquemilionesimo della radiazione d'un singolo corpuscolo descrivente la stessa orbita con la stessa velocità; mentre, quando la velocità dei corpuscoli è soltanto un centesimo di quella della luce, la riduzione nella radiazione è notevolmente maggiore.

Se i corpuscoli venissero spostati dalla posizione simmetrica, in cui sono disposti ad

eguali intervalli intorno alla circonferenza, il cui centro è in quiete, la quantità di radiazione riuscirebbe aumentata di molto. Nel caso d'un atomo contenente un gran numero di corpuscoli, la variazione nella misura secondo cui è irradiata l'energia, cambierebbe molto rapidamente col modo di aggirarsi dei corpuscoli entro l'atomo. Così, ad esempio, se avessimo un gran numero di corpuscoli susseguentisi uno alle calcagna dell'altro intorno ad un'orbita circolare, la radiazione sarebbe straordinariamente piccola; ed essa svanirebbe completamente, se i corpuscoli fossero tanto vicini fra loro, da formare un anello di elettricità negativa. Se lo stesso numero di particelle si aggirasse irregolarmente nell'atomo, allora, sebbene l'energia cinetica posseduta dai corpuscoli nel secondo caso possa essere non maggiore che nel primo, la quantità di radiazione, vale a dire il raffreddamento corpuscolare, sarebbe immensamente più grande.

Dunque noi vediamo che nella radiazione d'energia da parte dei corpuscoli, la cui velocità non sia costante, ha luogo un processo, in virtù del quale si abbasserà la temperatura corpuscolare dell'atomo; e così, se l'ipotesi che abbiamo discusso è esatta, tale processo permetterà all'atomo di formare degli

altri aggregati, tendendo, quindi, a costituire nuovi elementi chimici.

Questo processo di raffreddamento deve essere lentissimo, poichè, mentre la temperatura corpuscolare quando riesce formato l'atomo di un nuovo elemento è verosimilmente elevatissima, e, prima che l'atomo possa entrare anche nella costituzione di nuovi aggregati, l'abbassamento richiesto in tale temperatura sia molto grande, fin'ora abbiamo indizî che alcuni degli elementi debbono avere esistito invariati per parecchie migliaia, anzi per milioni, d'anni: non abbiamo, in realtà, nessuna evidenza assoluta d'un cambiamento qualsiasi nell'atomo. Io credo, tuttavia, che tra i fenomeni della radioattività, dei quali farò cenno in seguito, alcuni offrano, non dirò una prova, ma una presunzione molto forte in favore di certi cambiamenti secolari, presentantisi nell'atomo.

Dobbiamo ricordare, eziandio, che i corpuscoli di qualunque atomo ricevono ed assorbono la radiazione proveniente da altri atomi. Ciò tenderà ad innalzare la temperatura corpuscolare dell'atomo, contribuendo così a prolungare il tempo richiesto affinchè la temperatura si abbassi fino al punto, in cui possano formarsi nuovi aggregati dell'atomo.

Il fatto che la quantità di radiazione di-

pende, essenzialmente, dal modo secondo cui i corpuscoli si aggirano nell'atomo, indica che la vita dei diversi atomi d'un particolare elemento qualsiasi non avrà la stessa durata: alcuni di questi atomi saranno pronti molto prima di altri a subire nuovi cambiamenti. Importa farsi un'idea della quantità d'energia messa in gioco nella formazione d'un atomo complesso, od in qualsiasi riassettamento della configurazione dei corpuscoli nell'interno di esso. Se abbiamo un atomo contenente n corpuscoli, ciascuno con una carica e espressa in unità elettrostatiche, la quantità totale di elettricità negativa nell'atomo è $n\,e$, ed una eguale quantità d'elettricità positiva esiste distribuita nella sfera in istato elettrico positivo; quindi, il lavoro richiesto a separare l'atomo nelle sue unità costituenti, sarà paragonabile a $\frac{(n\,e)^2}{a}$, essendo a il raggio della sfera contenente i corpuscoli. Per cui, siccome gli atomi sono stati formati dall'aggregazione di tali unità, $\frac{(n\,e)^2}{a}$ sarà dello stesso ordine di grandezza dell'energia cinetica impartita ai costituenti durante tutte le loro vicende, dall'epoca in cui partirono come unità distinte, fino a quella in cui divennero membri degli atomi che stiamo considerando. Durante

tale periodo essi avranno irradiato una grande quantità di questa energia: ed il seguente calcolo dimostrerà quale somma enorme d'energia cinetica debbono possedere i corpuscoli nell'atomo, anche se avessero conservato soltanto una frazione immensamente piccola di quella ad essi comunicata. Calcoliamo il valore di $\frac{(n\,e)^2}{a}$ per tutti gli atomi di un grammo di sostanza: se N è il numero di questi atomi in un grammo, allora $N\frac{(n\,e)^2}{a}$ rappresenta il valore dell'energia acquistata da essi. Se M è la massa d'un atomo,

$$N\,M = 1$$

e perciò

$$N\frac{(n\,e)^2}{a} = \frac{1}{M}\,\frac{(n\,e)^2}{a};$$

ma, se m è la massa d'un corpuscolo,

$$n\,m = M$$

e per conseguenza

$$N\frac{(n\,e)^2}{a} = \frac{e}{m}\,\frac{n\,e}{a};$$

ora, quando e è misurato in unità elottrostatiche,

$$\frac{e}{m} = 3 \times 10^{17} \text{ ed } e = 3{,}4 \times 10^{-10};$$

e per conseguenza

$$N \frac{(n\,e)^2}{a} = 10{,}2 \times 10^7 \times \frac{n}{a} \qquad (1)$$

Prendiamo il caso dell'atomo d'idrogeno, pel quale $n = 1000$, e diamo ad a il valore che di solito si assume nella teoria cinetica dei gas pel raggio dell'atomo, vale a dire 10^{-8} cm.; allora

$$N \frac{(n\,e)^2}{a} = 1{,}02 \times 10^{19} \text{ ergon.}$$

Questa quantità d'energia sarebbe sufficiente a sollevare un milione di tonnellate ad una altezza di molto superiore ad un centinaio di yarde. Dalla (1) vediamo, altresì, che questa energia è proporzionale al numero di corpuscoli, cosicchè quanto maggiore è il peso molecolare d'un elemento e tanto maggiore sarà la quantità d'energia immagazzinata negli atomi di ciascun grammo.

Ritorneremo sull'argomento dei cambia-

menti interni dell'atomo quando discuteremo alcuni dei fenomeni della radioattività; ma prima di far ciò è opportuno considerare più attentamente la maniera, secondo la quale i corpuscoli si dispongono nell'atomo. Cominceremo dal caso in cui i corpuscoli sieno in quiete. Si suppone, che essi si trovino in una

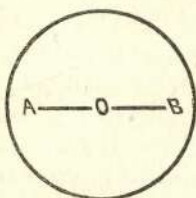
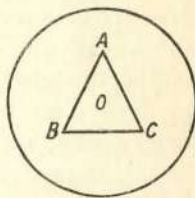



Fig. 16. Fig. 15.

sfera in istato elettrico positivo uniforme, la quale dà luogo ad una forza attrattiva radiale sopra ogni corpuscolo, proporzionale alla distanza del medesimo dal centro della sfera; ed il problema consiste nel disporre i corpuscoli entro la sfera in modo, che sieno in equilibrio sotto questa attrazione e la loro mutua ripulsione. Se vi sono soltanto due corpuscoli, A e B, possiamo vedere immediatamente che essi saranno in equilibrio se disposti in modo, che A, B ed il centro della sfera O sieno sulla stessa retta e sia

$OA = OB = \frac{1}{2}$ del raggio della sfera.

Se vi sono tre corpuscoli, A, B, C, essi saranno in equilibrio se formeranno un triangolo equilatero col suo centro in O, e se $OA = OB = OC = \left(\frac{1}{5}\right)^{\frac{1}{3}}$, ossia $= 0{,}57$ volte il raggio della sfera [1].

Se vi sono quattro corpuscoli, essi saranno in equilibrio quando occuperanno i vertici di un tetraedro regolare col suo centro nel centro della sfera. In questo caso i corpuscoli sono tutti sulla superficie d'una sfera concentrica con la sfera d'elettricità positiva; e potremo ammettere che, qualunque sia il numero di corpuscoli, la posizione d'equilibrio dei medesimi debba essere una delle distribuzioni simmetriche sulla superficie d'una sfera. Una tale distribuzione, infatti, sarebbe meccanicamente una distribuzione d'equilibrio; ma il calcolo dimostra che, anche nel caso in cui il numero di corpuscoli sia molto piccolo (ad esempio sette od otto al più), la distribuzione è instabile e quindi non può mai persistere. Quando il numero dei corpuscoli è maggiore del numero limitato anzidetto, essi si suddividono in due gruppi. Uno dei gruppi, contenente il minor numero di corpuscoli, occupa la superficie

[1] Vedi: J. J. Thomson, *Phil. Mag.* (6), vol. VII, pp. 237-265, 1904 (Nota del Trad.).

d'un piccolo corpo concentrico alla sfera; i rimanenti sono sulla superficie d'un corpo concentrico più grande. Aumentando ulteriormente il numero dei corpuscoli, si raggiunge uno stadio in cui l'equilibrio non può essere stabile nemmeno con due gruppi; ed i corpuscoli si suddividono allora in tre gruppi, disposti sulle superficî di gusci concentrici; e continuando ad aumentare il numero, si passa attraverso a stadî, nei quali più e più gruppi sono necessarî per l'equilibrio. Con un numero considerevole di gruppi, il problema di trovare la distribuzione d'equilibrio diventa troppo complicato pel calcolo; e dobbiamo ricorrere all'esperienza, e vedere se possiamo formare un modello in cui le forze, producenti equilibrio, sono analoghe a quelle che abbiamo supposto essere in gioco nel corpuscolo. Un tale modello è offerto da un'esperienza molto semplice ed elegante, eseguita per la prima volta, io credo, dal professor Mayer. In tale esperienza, delle piccole calamite sono disposte in modo da galleggiare sull'acqua. Esse sono aghi d'acciaio, magnetizzati con la stessa intensità e fatti galleggiare conficcandoli in piccoli dischi di sughero. Le calamite sono collocate in modo, che i poli positivi sieno o tutti al di sopra, o tutti al di sotto della superficie

dell'acqua. Questi poli positivi, come i corpuscoli, si respingono a vicenda con forze che variano in ragione inversa del quadrato della loro distanza. La forza attrattiva è fornita da un polo negativo (se le piccole calamite hanno i loro poli positivi al di sopra dell'acqua) sospeso ad una certa distanza dalla superficie del liquido. Questo polo eserciterà, sui positivi delle piccole calamite galleggianti, una forza attrattiva, la cui componente parallela alla superficie dell'acqua sarà radiale, diretta verso *O*, proiezione pel polo negativo sulla superficie dell'acqua; e se il polo negativo è alquanto discosto dalla superficie, la componente della forza in *O* sarà, con molta approssimazione, proporzionale alla distanza da *O*. Per cui, le forze sui poli delle calamite galleggianti saranno molto simili a quelle agenti sui corpuscoli nel nostro atomo ipotetico; la differenza essenziale è, che i corpuscoli sono liberi di aggirarsi nello spazio in tutte le direzioni, mentre i poli delle calamite galleggianti sono costretti a muoversi in un piano parallelo alla superficie dell'acqua.

Le configurazioni che assumono le calamite galleggianti, via via che il loro numero aumenta da due a dicianove, si vedono nella fig. 17, che fu data da Mayer.

La configurazione assunta dalle calamite

quando esse sono in maggior numero, può trovarsi mediante la tavola seguente, che è pure dovuta al Mayer.

Disposizioni di calamite (Mayer).

1.	2.	3.	4.	5.
1.5	2.6	3.7	4.8	5.9
1.6	2.7	3.8	4.9	
1.7				
1.5.9	2.7.10	3.7.10	4.8.12	5.9.12
1.6.9	2.8.10	3.7.11	4.8.13	5.9.13
1.6.10	2.7.11	3.8.10	4.9.12	
1.6.11		3.8.11	4.9.13	
		3.8.12		
		3.8.13		
1.5.9.12	2.7.10.15	3.7.12.13	4.9.13.14	
1.5.9.13	2.7.12.14	3.7.12.14	4.9.13.15	
1.6.9.12		3.7.13.14	4.9.14.15	
1.6.10.12		3.7.13.15		
1.6.10.13				
1.6.11.12				
1.6.11.13				
1.6.11.14				
1.6.11.15				

Da questa tavola si vedrà, che quando il numero di calamite galleggianti non è superiore a cinque, esse si dispongono sui vertici

d'un poligono regolare; cinque, sui vertici d'un pentagono; quattro, sui vertici d'un quadrato, e così via. Quando il numero è maggiore di cinque, tale disposizione non ha più luogo. Così, sei calamite non si dispongono

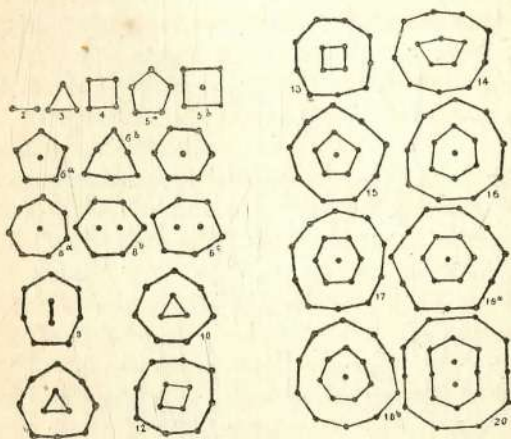



Fig. 17.

sui vertici d'un esagono, ma si dividono in due sistemi, uno rappresentato da una calamita nel centro, ed un altro da cinque all'intorno di essa sopra i vertici d'un pentagono regolare. Questa disposizione in due gruppi continua fino a quindici calamite, nel qual caso abbiamo tre gruppi; con ventisette

calamite otteniamo quattro gruppi, e così via. Dove, p. e., si legge 3. 7. 12. 13 significa, che trentacinque calamite si dispongono in modo, che vi è un anello di tre calamite interno, poi un anello di sette, poi uno di dodici ed uno di tredici esterno.

Io ritengo, che questa tavola offra parecchi suggerimenti rispetto alla spiegazione di alcune proprietà possedute dagli atomi. Consideriamo, ad esempio, la legge chimica chiamata « *legge periodica* »: in armonia con essa, se noi disponiamo gli elementi in ordine dei pesi atomici crescenti, e indi prendiamo un elemento di peso atomico basso, sia il litio, troviamo certe proprietà associate col medesimo. Tali proprietà non sono possedute dagli elementi immediatamente successivi ad esso nella serie del peso atomico crescente; ma compaiono di nuovo quando arriviamo al sodio, poi scompaiono ancora per un certo intervallo, indi riappaiono quando raggiungiamo il potassio, e così via. Esaminiamo ora le disposizioni delle calamite galleggianti, e supponiamo che il loro numero sia proporzionale al peso atomico di un elemento. Allora, se qualche proprietà fosse associata con la disposizione triangolare delle calamite, essa sarebbe posseduta da quegli elementi il cui peso di combinazione, in questa scala, fosse tre,

ma non apparirebbe più finchè non si raggiungesse il peso di combinazione dieci, come ricomparisce quando per dieci calamite abbiamo la disposizione triangolare nel mezzo ed un anello di sette all'intorno. Coll'aumentare del numero delle calamite, la disposizione triangolare scomparisce per un certo intervallo, ma si ripresenta con venti calamite, e di nuovo con trentacinque: la disposizione triangolare comparendo e scomparendo in modo analogo al comportamento delle proprietà degli elementi nella serie periodica. Quale esempio di una proprietà, che può molto bene associarsi con un particolare aggruppamento dei corpuscoli, prendiamo le durate di vibrazione del sistema, come risulta dalla posizione delle righe nello spettro dell'elemento. Consideriamo prima il caso di tre corpuscoli, da soli nella sfera positivamente elettrizzata. I tre corpuscoli hanno nove condizioni di libertà, cosicchè vi sono nove periodi possibili. Alcuno di questi periodi, in tal caso, sarebbe infinitamente lungo, e parecchi dei periodi possibili sarebbero eguali tra loro, cosicchè non otterremo nove periodi diversi.

Supponiamo che le righe nello spettro dei tre corpuscoli sieno quali sono rappresentate nella fig. 18 *a.*, ove le cifre in basso delle righe rappresentano il numero di periodi,

che spettano alla riga corrispondente: vale a dire, riguardando i periodi quali sarebbero dati da un'equazione con nove radici, noi supponiamo che vi sia soltanto una radice che dà il periodo corrispondente alla riga A,

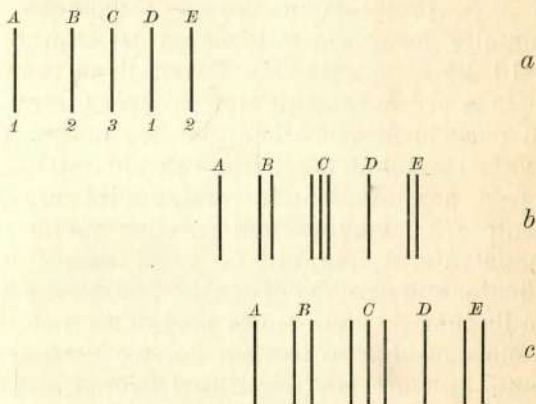



Fig. 18.

mentre in corrispondenza a B vi sono due radici eguali, tre radici eguali in corrispondenze a C, una radice a D e due ad E. Questi periodi avranno certe relazioni numeriche tra loro, indipendenti dalla carica del corpuscolo, dalle dimensioni della sfera in cui si trovano, o dalla loro distanza dal centro della sfera,

Ognuna di queste quantità, sebbene non abbia influenza sul rapporto dei periodi, avrà un grande effetto sul valore assoluto di ciascuno di essi. Supponiamo, ora, che questi tre corpuscoli, invece di essere soli nella sfera, non formino che uno dei varî gruppi esistenti in essa, precisamente come il triangolo di calamite forma un costituente dei gruppi di 3, 10, 20 e 35 calamite. Esaminiamo in qual modo la presenza degli altri gruppi influirebbe sul periodo di vibrazione dei tre corpuscoli. I valori assoluti dei periodi sarebbero, in generale, assolutamente diversi, ma il nesso esistente fra i varî periodi sarebbe molto più persistente, e quantunque possa essere modificato, non sarebbe distrutto. Per esprimerci col linguaggio della teoria planetaria, noi possiamo considerare il moto dei tre corpuscoli come «*perturbato*» dagli altri gruppi.

Quando il gruppo di tre corpuscoli era da solo, avevano luogo parecchi spostamenti, che davano lo stesso periodo di vibrazione; ad esempio, in corrispondenza alla riga *C*, vi erano tre spostamenti, tutti determinanti lo stesso periodo. Quando però vi sono altri gruppi presenti, allora questi diversi spostamenti cesseranno di essere simmetrici rispetto a quei gruppi, permodochè i tre periodi non saranno più esattamente eguali. Essi sareb-

bero, tuttavia, molto prossimamente eguali, ancorchè l'effetto degli altri gruppi fosse molto grande. Così, nello spettro, *C*, invece di conservarsi una singola riga, si cambierebbe nel gruppo di tre (tripletta), mentre *B* ed *E* si sdoppierebbero. *A* e *D* rimarrebbero righe singole.

Lo spettro, quindi, rassomiglierebbe ora alla fig. 18 *b*; quanti più sono i gruppi circondanti quello di tre, tanto più il suo moto sarà perturbato e tanto maggiore sarà la distanza che separa i costituenti delle triplette e delle doppiette. L'aspetto, che si presenta col crescere del numero dei gruppi, si scorge nella fig. 18 *c*. Per cui, se noi riguardassimo l'elemento che contiene questo particolare aggruppamento di corpuscoli, come esistente nello stesso gruppo secondo la classificazione degli elementi basata sulla legge periodica, avremmo, negli spettri di tali elementi, delle serie omologhe di righe, nelle quali le distanze fra i componenti delle doppiette e delle triplette aumentano col peso atomico degli elementi. Le ricerche di Rydberg, di Runge e Paschen, e di Keyser hanno dimostrato, negli spettri di elementi del medesimo gruppo, l'esistenza di serie di righe, aventi, per molti rispetti, proprietà analoghe a quelle che abbiamo descritte.

Un altro punto interessante presentato dalle esperienze di Mayer è, che, per lo stesso numero di calamite, esiste più di una configurazione stabile; tali configurazioni corrispondono a differenti quantità d'energia potenziale, cosicchè il passaggio dalla configurazione di maggiore a quella di minore energia potenziale, somministrerebbe energia cinetica al corpuscolo. Dai valori dell'energia potenziale, immagazzinata nell'atomo, di cui abbiam dato un'estimazione a pag. 122, inferiamo, che un cambiamento d'una frazione anche piccola di questa energia potenziale, svilupperebbe una quantità d'energia cinetica tale che, se fosse convertita in calore, sorpasserebbe notevolmente quello sviluppato quando gli atomi subiscono una qualsiasi delle combinazioni chimiche conosciute.

Da un'ispezione della tavola si rileva, che in certe parti di essa la natura della configurazione cambia molto rapidamente col numero delle calamite: così, cinque calamite formano un gruppo, mentre sei ne formano due; quattordici calamite formano due gruppi, quindici tre; ventisette calamite formano tre gruppi, ventotto quattro, e così via. Se noi disponiamo gli elementi chimici nell'ordine dei loro pesi atomici crescenti, troviamo che vi sono certi luoghi, nei quali la differenza

nella proprietà dei consecutivi è eccezionalmente grande: così, p. es., abbiamo differenze grandissime tra le proprietà del fluoro e quelle del sodio. Poi vi è più o meno continuità nelle proprietà finchè si arriva al cloro, che è seguito dal potassio; la prossima interruzione si presenta al bromo, al rubidio, e così di seguito. Questi effetti sembrano analoghi a quelli dovuti al riaggruppamento delle calamite.

Fin'ora abbiamo supposto che i corpuscoli sieno in quiete; se, invece, essi sono in uno stato di moto uniforme e descriventi orbite circolari intorno al centro della sfera, l'effetto della forza centrifuga, nascente da questo moto, consisterà nel sollecitare i corpuscoli ad allontanarsi dal centro della sfera senza distruggere, in molti casi, il carattere della configurazione. Così, ad esempio, se noi abbiamo tre corpuscoli nella sfera, essi, nello stato di moto uniforme, come in quello di quiete, saranno situati sui vertici d'un triangolo equilatero; questo triangolo, però, ruoterà intorno al centro della sfera, e la distanza dei corpuscoli dal centro sarà maggiore che non quando essi fossero in quiete, ed aumenterà con la velocità dei medesimi.

Vi sono, tuttavia, molti casi, nei quali la rotazione è essenziale per la stabilità della

configurazione. Così, si consideri il caso di quattro corpuscoli. Questi, se giranti con rapidità, sono in moto permanentemente uniforme quando occupano i vertici d'un quadrato, il piano del quale sia perpendicolare all'asse di rotazione; allorchè, comunque siasi, la velocità di rotazione dei corpuscoli scenda al disotto d'un certo valore, la disposizione dei medesimi in un piano diventa instabile, ed essi tendono a collocarsi sui vertici d'un tetraedro regolare, che corrisponde alla disposizione d'equilibrio quando i corpuscoli fossero in quiete. Il sistema di quattro corpuscoli sui vertici d'un quadrato può paragonarsi ad una trottola girante, la trottola al pari dei corpuscoli essendo instabile, amenochè la sua velocità di rotazione non sorpassi un certo valore critico. Supponiamo che inizialmente la velocità dei corpuscoli sorpassi questo valore, ma che, in un modo o nell'altro, i corpuscoli stessi perdano gradatamente la loro energia cinetica: la disposizione in quadrato persisterà finchè la loro velocità sia ridotta al valore critico. Indi la disposizione diventerà instabile, e nel sistema avrà luogo una convulsione, accompagnata da un grande svolgimento d'energia cinetica.

Considerazioni simili saranno applicabili a parecchi aggregati di corpuscoli. In tali casi

(come in quello dei quattro corpuscoli), se i corpuscoli stessi girano con grande rapidità, la configurazione sarà essenzialmente diversa da quella che corrisponde al medesimo numero quando fossero in quiete. Dev'esservi, dunque, una certa velocità critica dei corpuscoli tale, che per velocità maggiori di essa, una configurazione è stabile: ma diventa instabile quando la velocità sia ridotta al di sotto del valore critico. Quando la velocità scende al di sotto di questo valore, l'instabilità comincia, e vi è una specie di convulsione, od esplosione, accompagnata da una grande diminuzione nell'energia potenziale — e da un corrispondente aumento nell'energia cinetica — dei corpuscoli. L'aumento nell'energia cinetica di questi può essere sufficiente a staccarne un numero considerevole dal loro originale assembramento.

Queste considerazioni hanno una portata molto diretta sull'ipotesi della costituzione dell'atomo, che noi abbiamo assunta in questo capitolo, poichè esse dimostrano che per atomi di specie particolare, vale a dire di particolari pesi atomici, il raffreddamento corpuscolare causato dalla radiazione dei corpuscoli in moto e che abbiamo supposto avvenga lentamente, può, qualora abbia raggiunto un certo stadio, produrre instabilità entro l'atomo

e dar luogo a tale un aumento d'energia cinetica nei corpuscoli, da far sorgere una radiazione grandemente accresciuta: e può succedere il distacco d'una parte dell'atomo. Ciò costringerà l'atomo ad emettere energia: e questa energia è derivante da quella potenziale, dovuta alla disposizione dei corpuscoli nell'atomo stesso. Vedremo, considerando la radioattività, che vi è una classe di corpi, i quali mettono in evidenza fenomeni analoghi a quelli precisamente descritti.

Dall' ipotesi che gli elementi più leggeri sieno primieramente formati dall'unione di doppi-punti elettrici, aventi per elemento negativo il corpuscolo, e che gli atomi degli elementi più pesanti sieno prodotti dalla combinazione degli atomi di quelli più leggeri, dovremmo attenderci che, negli atomi pesanti, i corpuscoli sieno disposti a guisa di fascî, e che la disposizione loro in ogni fascio sia simile a quella che ha luogo nell'atomo di qualche elemento più leggero. Negli atomi più pesanti tali fascî agirebbero come unità sussidiarie, ogni fascio corrispondendo ad una delle calamite nel modello costituito dalle calamite galleggianti, mentre nell'interno del fascio stesso il corpuscolo sarebbe l'analogo della calamita.

Possiamo ora inoltrarci, per vedere se mai

un atomo costruito nel modo che abbiamo supposto, possa essere dotato di alcuna delle proprietà dell'atomo reale. Vi è campo, ad esempio, in questo modello d'un atomo, per le proprietà elettrochimiche dell'atomo reale? per quelle proprietà, poniamo, quali sono palesate dalla divisione degli elementi chimici in due classi, elettropositivi ed elettronegativi? Per qual motivo, per esempio, se tale è la costituzione dell'atomo, un atomo di sodio, o di potassio, tende ad acquistare una carica positiva di elettricità, ed un atomo di cloro una carica negativa? Inoltre, vi è qualche cosa nel modello dell'atomo, che suggerisca il possesso di quella proprietà, che i chimici chiamano valenza? cioè la proprietà che ci autorizza a dividere gli elementi in gruppi, chiamati monovalenti, bivalenti, trivalenti, talchè in un composto formato da due elementi qualunque del primo gruppo la molecola del composto contenga lo stesso numero di atomi di ciascun elemento, mentre in un composto formato da un elemento A del primo gruppo con un elemento B del secondo, la molecola del composto contenga un numero di atomi di A doppio di quello di B, e così via?

Rifacciamoci dalle proprietà dell'atomo modello. Esso contiene un numero molto grande

di corpuscoli in rapido moto. Dai fenomeni che si collegano alla conduzione dell'elettricità attraverso i gas, noi abbiamo indizio che, di tali corpuscoli, uno, o più, possono essere staccati dall'atomo. Questi corpuscoli hanno la facoltà di fuggire a motivo della loro grandissima velocità, che li pone in grado di portarsi oltre l'attrazione dell'atomo. Essi possono altresì venire staccati mediante collisioni dell'atomo con altri atomi, o corpuscoli liberi, moventisi rapidamente. Una volta che un corpuscolo sia fuggito da un atomo, quest'ultimo avrà una carica positiva. Ciò renderà più difficile la fuga ad un secondo corpuscolo negativamente elettrizzato, poichè, in conseguenza della carica positiva sull'atomo, quest'ultimo attrarrà il secondo corpuscolo più intensamente di quanto facesse verso il primo. Ora possiamo concepire prontamente, che la facilità con cui una particella fuggirà dall'atomo, o sarà ad esso strappata, può variare moltissimo negli atomi degli elementi diversi. In alcuni atomi le velocità dei corpuscoli possono essere tanto grandi, che uno di essi fugga immediatamente dall'atomo. Può anche darsi che, quando uno è fuggito, l'attrazione dello stato elettrico positivo, così lasciato sull'atomo, non sia sufficiente ad impedire la fuga di un secondo, od anche di un terzo,

corpuscolo. Tali atomi acquisterebbero cariche positive di una, due, o tre unità, secondo che essi hanno perduto uno, due o tre corpuscoli. D'altro canto, vi possono essere atomi, nei quali le velocità dei corpuscoli sieno tanto piccole, che pochi di essi, se pur alcuni, fuggano di loro iniziativa; sieno, anzi, perfino capaci di accogliere uno od anche più corpuscoli, prima che la ripulsione esercitata dallo stato elettrico negativo di questi corpuscoli estranei, scacci alcuni di quelli originali. Se atomi di tale specie si trovassero in una regione, in cui sieno presenti corpuscoli, assumerebbero, aggregandosi con essi, una carica negativa. La grandezza di questa carica dipenderebbe dalla tenacia, con cui l'atomo tiene i suoi corpuscoli. Se la carica negativa d'un solo corpuscolo non fosse sufficiente ad espellerne uno, mentre la carica di due potesse farlo, il massimo della carica negativa sull'atomo sarebbe una unità. Se due corpuscoli non fossero sufficienti ad espellerne uno, ma lo fossero tre, il massimo della carica negativa sarebbe due unità: e così di seguito. Per cui gli atomi di questa specie tendono ad assumere carica negativa, e corrispondono agli elementi chimici elettronegativi, mentre gli atomi della classe che prima abbiamo considerato, e che pron-

tamente perdono corpuscoli, acquistano una carica positiva e corrispondono agli atomi degli elementi elettropositivi. Noi potremmo concepire degli atomi, nei quali l'equilibrio dei corpuscoli sia bilanciato con tanta accuratezza, che, sebbene essi non perdano da sè un corpuscolo, e così non acquistino carica positiva, la ripulsione esercitata da un corpuscolo estraneo, avanzatesi verso l'atomo, fosse sufficiente a far uscire un corpuscolo. Un atomo tale sarebbe incapace di ricevere una carica di elettricità, sia positiva, sia negativa.

Supponiamo di avere un certo numero di quegli atomi che abbandonano facilmente i loro corpuscoli, mescolato con un certo numero di quelli che possono ritenere un corpuscolo estraneo. Chiamiamo *A* un atomo della prima classe e *B* un atomo della seconda, e supponiamo che gli atomi *A* sieno di specie tale da perdere un corpuscolo, mentre i *B* ne ritengono uno, ma non più di uno; allora i corpuscoli, che fuggono dagli atomi *A*, finiranno col trovare asilo sugli atomi *B*, e se sono presenti numeri eguali degli atomi delle due specie, troveremo da ultimo tutti gli atomi *A* con l'unità positiva di carica, tutti gli atomi *B* con l'unità negativa. Questi atomi oppostamente elettrizzati si attrarranno a vi-

cenda e si formerà il composto AB. Se gli atomi A fossero stati della specie che perde due corpuscoli, e gli atomi B gli stessi di prima, allora gli atomi A acquisterebbero la carica di due unità positive, gli atomi B di una unità negativa. Dunque, per formare un sistema neutro, due degli atomi B debbono combinarsi con uno degli A, e così si formerebbe il composto AB_2.

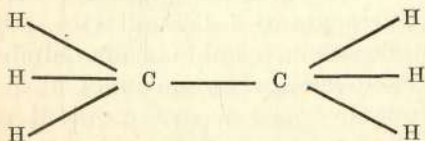
Per cui, da questo punto di vista, l'atomo monovalente elettropositivo è tale un atomo, che, sotto le condizioni prevalenti quando sta per aver luogo combinazione, deve perdere un corpuscolo, ed uno solo, prima che la stabilità sia raggiunta; l'atomo monovalente elettronegativo è un atomo che può accogliere un corpuscolo, ma non più di uno, senza scacciare altri corpuscoli; l'atomo elettropositivo bivalente è uno di quelli che perdono due corpuscoli e non di più: e così di seguito. La valenza dell'atomo dipende, quindi, dalla facilità con cui i corpuscoli possono fuggire o venire accolti da esso: e ciò può essere influenzato dalle circostanze esistenti quando si sta compiendo la combinazione. Così, una volta che un corpuscolo abbia abbandonato un atomo e sia risospinto verso di esso dall'attrazione dell'elettricità positiva dell'atomo medesimo, gli sarebbe più facile la fuga se

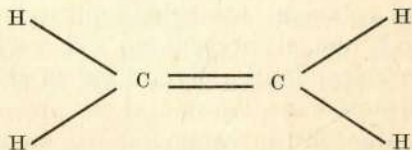
l'atomo fosse circondato da buoni conduttori, anzichè isolato nello spazio. Noi possiamo intendere, allora, perchè la valenza di un atomo possa essere influenzata, fino ad un certo grado, dalle condizioni fisiche, nelle quali sta per compiersi la combinazione.

Nell'ipotesi, che l'attrazione fra gli atomi in un composto chimico abbia origine elettrica, l'attitudine d'un elemento ad entrare in combinazione chimica dipende dall'avere il suo atomo facoltà di acquistare una carica di elettricità. Ciò implica, nell'anzidetta ipotesi, o che l'atomo neutro sia instabile ed abbia da perdere uno o più corpuscoli prima di assumere uno stato permanente, od altrimenti che esso sia tanto stabile da poter ritenere uno o più corpuscoli addizionali, senza che esca alcuno dei corpuscoli primitivi. Se il grado di stabilità è tale che l'atomo, sebbene stabile quando è neutro, diventi instabile quando accolga un corpuscolo addizionale, esso atomo non sarà capace di ricevere una carica di elettricità, sia positiva, sia negativa, e sarà quindi inetto ad entrare in combinazione chimica. Un atomo simile avrebbe le proprietà degli atomi di elementi quali sono l'argo e l'elio.

L'ipotesi, che le forze colleganti gli atomi nelle molecole dei composti chimici abbiano

origine elettrica, fu per la prima volta proposta da Berzelius; essa fu del pari l'ipotesi di Davy e di Faraday. Helmholtz, eziandio, dichiarò, che le più poderose tra le forze chimiche sono d'origine elettrica. In generale, però, sembra che i chimici abbiano fatto ben poco uso di tale concetto, avendo manifestamente trovato più fecondo quello dei « *legami d'affinità* ». Questa dottrina dei legami, quando si riguardi da un certo aspetto, è, per altro, quasi identica alla teoria elettrica. La teoria dei legami, quando si rappresenti graficamente, ammette che da ogni atomo monovalente parta una linea retta (il simbolo del legame): un atomo bivalente si trova alle estremità di due di tali linee, uno trivalente all'estremità di tre, e così via: e che, quando un composto chimico è rappresentato in tal modo da una formula grafica, ogni atomo debba essere alle estremità del proprio numero di linee rappresentanti i legami. Ora, nell'ipotesi elettrica della combinazione chimica, un atomo monovalente ha un'unità di carica, se assumiamo come nostra unità di carica quella del corpuscolo; l'atomo è, per conseguenza, il principio od il termine d'un tubo di Faraday unitario: il principio, se la carica dell'atomo è positiva, il termine se la carica è negativa. Un atomo bivalente ha due unità

di carica, e, per conseguenza, è l'origine, od il termine, di due tubi di Faraday unitarî. Per tal modo, se noi interpretiamo il legame dei chimici come indicante un tubo di Faraday unitario, congiungente gli atomi carichi nella molecola, la formula di struttura dei chimici può essere tradotta immediatamente nella teoria elettrica. Vi è, tuttavia, una piccola differenza, che merita una breve considerazione: nella teoria chimica, il simbolo indicante il legame non è riguardato come avente direzione; in questa teoria non si fa alcuna differenza fra i due estremi, mentre nella teoria elettrica uno corrisponde ad una carica positiva, l'altro ad una carica negativa. Basterà forse un esempio, o due, per mostrare la conseguenza di questa considerazione. Prendiamo il gas etano, la cui formula di struttura è scritta come segue

Secondo l'ipotesi chimica, non vi è differenza tra i due atomi di carbonio di questo composto; vi sarebbe, invece, una differenza

nell'ipotesi elettrica. Si supponga, infatti, che gli atomi d'idrogeno sieno tutti elettrizzati negativamente: i tre tubi di Faraday, procedenti dagli atomi d'idrogeno verso ciascuno degli atomi di carbonio, dànno ad ogni atomo di questo elemento una carica positiva di tre unità. Ma, in aggiunta ai tubi di Faraday provenienti dagli atomi d'idrogeno, vi è un tubo, che va dall'uno all'altro degli atomi di carbonio. Ciò significa una carica positiva addizionale sopra uno degli atomi di carbonio, ed una carica negativa sull'altro. Così, uno degli atomi di carbonio avrà una carica di quattro unità positive, mentre l'altro avrà una carica di tre positive e di una negativa, ossia di due unità positive; per cui, in questa ipotesi, i due atomi di carbonio non sono nel medesimo stato. Una differenza ancor maggiore deve esistere fra gli atomi quando abbiamo ciò che si chiama un doppio legame, vale a dire quando gli atomi di carbonio si suppongono uniti da due legami, come nel composto

In questo caso, se uno degli atomi di carbonio avesse una carica di quattro unità positive, l'altro avrebbe una carica di due positive e di due negative.

Noi possiamo ripromettercі di scoprire differenze analoghe a quelle indicate dalle precedenti considerazioni, investigando le proprietà, che si chiamano additive; vale a dire proprietà, che possono venir calcolate quando si conosca la costituzione chimica della molecola. Ad esempio, A, B, C rappresentino gli atomi di tre elementi chimici: allora, se p è il valore di qualche costante fisica per la molecola di A_2, q il valore per B_2 ed r per C_2, e se questa costante obbedisce alla legge additiva, il suo valore per la molecola della sostanza, la cui composizione chimica è rappresentata dalla formula $A_x B_y C_z$, è

$$\frac{1}{2} p x + \frac{1}{2} q y + \frac{1}{2} r z .$$

Noi possiamo attenderci unicamente la sussistenza di relazioni analoghe a questa, quando gli atomi, che si presentano nei varî composti corrispondenti a diversi valori di x, y, z, sono gli stessi. Se l'atomo A si presentasse in istati differenti in varî composti, dovremmo usare, per questi composti, valori diversi di p.

Un esempio ben noto della proprietà additiva è l'indice di rifrazione di sostanze diverse per la luce, ed in questo caso i chimici trovano necessario di usare valori differenti per la rifrazione dovuta all'atomo di carbonio, a seconda che esso è collegato in modo duplice o singolo. Essi usano, però, lo stesso valore per la rifrazione dell'atomo di carbonio, tanto nel caso che esso abbia un legame con un altro atomo, quanto in quello (come nel composto CH_4) che esso non sia affatto legato ad un altro atomo di carbonio.

Si può obbiettare che, quantunque si possa concepire che uno degli atomi in un composto dovrebbe essere elettrizzato positivamente e l'altro negativamente quando gli atomi sono di specie diverse, non è facile la stessa concezione quando gli atomi sono della medesima specie, come lo sono nelle molecole dei gas elementari H_2, O_2, N_2 e così via. Riguardo a questo punto possiamo osservare, che lo stato elettrico d'un atomo dipendendo, come si disse, dalla facoltà sua di emettere, o di ritenere, dei corpuscoli, può essere largamente influenzato da circostanze esterne all'atomo. stesso. Così, ad esempio, un atomo in un gas, che sia circondato da atomi rapidamente in moto, o da corpuscoli che lo urtino, può perdere dei suoi corpuscoli in tali collisioni,

e così diventare elettrizzato positivamente. D'altro canto, dovremmo attenderci che, a parità di condizioni, un atomo perda meno verosimilmente un corpuscolo quando si trova in un gas, che non quando si trova in un solido o in un liquido. Infatti, quando è in un gas, il corpuscolo che abbia appena abbandonato l'atomo, non può fare assegnamento che sulla propria velocità per sfuggire all'attrazione esercitata dall'atomo positivamente elettrizzato, giacchè gli altri atomi sono troppo discosti per esercitare qualsiasi azione sopra di esso. Quando, però, l'atomo è in un liquido, od in un solido, le attrazioni degli altri atomi, che gli affluiscono intorno, possono, una volta che un corpuscolo abbia abbandonato il proprio atomo, aiutare il corpuscolo medesimo, onde evitarne la ricaduta nell'atomo. Come un esempio di tale effetto, possiamo prendere il caso del mercurio allo stato liquido ed allo stato gassoso. Allo stato liquido il mercurio è un buon conduttore dell'elettricità. Un modo di considerare questa conducibilità elettrica, consiste nel supporre, che i corpuscoli abbandonino gli atomi del mercurio e vaghino qua e là negli interstizî fra gli atomi. Questi corpuscoli carichi, quando sieno assoggettati ad una forza elettrica, si mettono in moto e costituiscono una corrente elettrica: e la con-

ducibilità del mercùrio liquido indicherebbe la presenza d'un gran numero di corpuscoli. Quando, invece, il mercurio si trova allo stato gassoso, la sua conducibilità, come fu dimostrato dallo Strutt, è una frazione piccolissima di quella posseduta dallo stesso numero di molecole.

In tal modo abbiamo degli indizî, che gli atomi, anche d'una sostanza elettropositiva quale il mercurio, quando si trovano allo stato gassoso possono perdere soltanto un numero relativamente piccolo di corpuscoli. Supponasi, allora, di avere un gran numero d'atomi, tutti d'una specie, allo stato gassoso e perciò aggirantisi ed entranti in collisione tra loro; quelli che si muovono più rapidamente avrebbero maggiore probabilità di perdere corpuscoli, che non quelli più lenti, giacchè per i primi le collisioni sarebbero le più violente. Così i più rapidi, per la perdita di corpuscoli, riuscirebbero elettrizzati positivamente, mentre i corpuscoli scacciati, qualora gli atomi non fossero abbastanza elettropositivi da esser capaci di ritenere una carica negativa, troverebbero asilo negli atomi che più lentamente si muovono. In tal modo alcuni atomi riuscirebbero elettrizzati positivamente: e quelli con cariche di segni opposti si combinerebbero per formare una mo-

lecola biatomica. Questo argomento non sarebbe applicabile a gas molto elettropositivi. Non potremmo riprometterci che questi formino delle molecole, ma bensì che possiedano una considerevole conducibilità elettrica, giacchè nel gas vi sarebbero molti corpuscoli liberi.

CAPITOLO VI.

RADIOATTIVITÀ E SOSTANZE RADIOATTIVE

Becquerel, nel 1896, scoperse che l'uranio ed i suoi sali possiedono la facoltà di emettere raggi aventi la caratteristica, al pari di quelli di Röntgen e dei catodici, di agire sulle lastre fotografiche e di rendere conduttori dell'elettricità i gas che attraversano. Nel 1898 Schmidt dimostrò che il torio è dotato di proprietà simili. Questa facoltà di emettere raggi è chiamata *radioattività*, e le sostanze che la possiedono si chiamano *radioattive*.

La proprietà dell'uranio condusse ad esaminare accuratamente un gran numero di minerali contenenti questa sostanza, ed i coniugi Curie trovarono che alcuni di quei minerali — e segnatamente qualche esemplare di *pechblenda* (o *uraninite*) — erano, a parità di volume, più radioattivi dell'uranio puro, quantunque soltanto una frazione di detti minerali consistesse di uranio. Ciò indicava la presenza di

una o più sostanze dotate di radioattività maggiore di quella dell'uranio stesso: e fu fatta una ricerca sistematica per conseguirne l'isolamento. In seguito a lunghe indagini, condotte con grande abilità e meravigliosa perseveranza, i conjugi Curie, in collaborazione con Bémont e Debierne, riuscirono a stabilire l'esistenza — nella pechblenda — di tre nuove sostanze radioattive: *radio*, associato col bario nel minerale, ed intimamente rassomigliante ad esso nelle sue proprietà chimiche; *polonio*, associato col bismuto; ed *attinio*, col torio. Essi riuscirono ad isolare la prima di queste sostanze e a determinarne il peso di combinazione, che fu trovato essere 225. Il suo spettro fu scoperto ed esaminato da Démarçay. Il polonio e l'attinio non sono stati fin'ora isolati, e non si riescì ad osservare nemmeno i loro spettri. Si constatò che l'attività del polonio è transitoria, al punto da scomparire nel periodo di qualche mese dopo la preparazione [1].

---

[1] Altre sostanze radioattive, segnalate come nuove, sarebbero: il *radio-piombo*, di HOFMANN e STRAUSS; il *radio-tellurio*, di MARCKWALD; l'*emanio*, di GIESEL. Però, sulla novità o meno di tali sostanze, molto si è discusso e si discute ancora. Recenti imdagini sperimentali di DEBIERNE (*Comptes Rendus*, CXXXIX, pp. 581-583, 25 luglio 1904) e di altri, tenderebbero a dimostrare che il

Queste sostanze radioattive non sono confinate nei minerali rari. Io trovai, ultimamente, che molti esemplari d'acqua provenienti da pozzi profondi contengono un gas radioattivo; ed Elster e Geitel osservarono che un gas simile esiste nel suolo [1].

---

radio-piombo ed il radio-tellurio non debbono considerarsi come nuove sostanze radioattive, ma bensì identiche al polonio della signora Curie. E neppure l'emanio, secondo lo stesso DEBIERNE (*Comptes Rendus*, CXXXIX, pp. 538-540, 3 ottobre 1904) sarebbe una nuova sostanza radioattiva, giacchè un esame accurato delle sue proprietà lo farebbero identificare per attinio. Questa medesima opinione, riguardo all'identità dell'emanio (dapprima chiamato *Emanationskörper*) con l'attinio, era già stata sostenuta dal SODDY (*The Electrician*, London, vol. LII, p. 44, 30 ottobre 1903; *Nature*, vol. 69, p. 347, 11 febbraio 1904) ed è ora accolta anche dal RUTHERFORD nel suo libro « *Radio-activity* » (Cambridge, *University Press*, 1904, § 21, p. 23).

Ma, quanto al radio-piombo, studî recenti di Rutherford (Vedi la Nota a pag. 174) condurrebbero ad ammettere che Hofmann e Strauss, il cui primo lavoro sul radio-piombo fu soggetto a tante critiche, avevano forse ragione di pensare d'aver isolato dalla pechblenda un nuovo corpo radioattivo, di attività permanente. Lo stesso HOFMANN, insieme con GONDER e WÖLFL, ha pubblicato testè un lavoro sulla radioattività (*Annalen der Physik*, Bd. 15, N. 13, pp. 615-632, 1904) dal quale si rileva che vi sono realmente delle differenze tra radio-piombo e polonio o radio-tellurio. (*Nota del Traduttore*).

[1] Le qui accennate conclusioni di Thomson e di Elster e Geitel ebbero ampia conferma. Così, POCHETTINO e SELLA

È sperabile che queste sostanze radioattive sieno per portare il massimo dei possibili contributi nello studio dei problemi aventi attinenza con la natura dell'atomo e coi cambiamenti che di quando in quando accadono in esso. Infatti, le loro proprietà sono tanto spiccate, che riesce relativamente facile mettere in evidenza delle quantità minime. La quantità che di tali sostanze, può essere palesata, in confronto di quella degli altri elementi avvertibile coi metodi ordinari dell'analisi chimica, è nel rapporto di un minuto se-

---

(*Rendic. Acc. Lincei,* XI, 1902) dimostrarono che l'aria, dopo un intimo contatto con l'acqua Marcia di Roma, si comportava come avesse assunto un'emanazione radioattiva. Parecchi altri sperimentatori (Allen, Blytwood, Adams, Strutt, Bumstead e Wheeler, Himstedt, Boltwood, Dadourian.....), constatarono la radioattività di molte sorgenti minerali e termali. Parrebbe che l'aria e l'acqua si appropriassero dal suolo qualche sostanza radioattiva, ovunque disseminata. Ed invero, come ELSTER e GEITEL dimostrarono (*Archiv. de Sc. Phys. et Nat.*, Genève, XVII, pp. 5-22, gennaio 1904) dei pezzi di terra raccolti in piena campagna, sia alla superficie, sia nel sottosuolo, manifestano proprietà analoghe a quelle del radio.

Tra le ricerche di questi due fisici, vogliamo segnalare quelle che riguardano il *fango* derivante da due sorgenti termali presso Battaglia (Colli Euganei) — famoso per le sue proprietà terapeutiche. La radioattività di questo *fango* è più intensa di quella di varie altre terre. Ultimamente ne fecero oggetto di studio anche il VICENTINI (*Atti del*

condo a mille anni. Per cui, dei cambiamenti che con sostanze non radioattive dovrebbero continuare per epoche quasi geologiche prima di diventare sufficientemente grandi onde essere scoperti, potrebbero, con sostanze radioattive, provocare nel corso di poche ore effetti sensibili.

Carattere della radiazione.

Rutherford ha scoperto che la radiazione dell'uranio — e successivamente fu osservato che la stessa cosa è vera pel torio e pel radio — consta di tre tipi distinti, ch'egli chiama radiazioni α, β e γ.

La radiazione α viene assorbita molto facilmente, essendo incapace di penetrare più in là di pochi millimetri d'aria alla pressione atmosferica; la radiazione β è molto più pe-

---

R. Istituto Veneto, T. LXIII, pp. 583-585, 28 febbraio 1904; *ibid.*, T. LXIV, pp. 95-110, 30 ottobre 1904) ed altri (Cfr. NASINI, *Rendic. Acc. Lincei*, XIII, 6 marzo 1904). Dallo studio del Vicentini (in coll. con Levi da Zara) risulta confermata la radioattività del *fango* di Battaglia, nonchè di tutti i prodotti termali d'altre sorgenti di quella regione (cioè di Abano, Lispida, Montegrotto).

In generale si può dire, in base a ricerche di molti fisici — il riassunto anche brevissimo delle quali ci farebbe

netrante e la γ lo è più di tutte. Investigazioni intorno agli effetti delle forze magnetiche ed elettriche sopra questi tre tipi di radiazioni, hanno posto in evidenza che essi sono di caratteri completamente diversi. Becquerel dimostrò che i raggi β sono deviati da forze elettriche e magnetiche, ed il verso della deviazione indica che essi trasportano una carica d'elettricità negativa. Egli determinò, usando il metodo descritto nel capitolo IV, il valore di $\frac{e}{m}$, rapporto della carica alla massa dei veicoli dell'elettricità negativa; trovò che questo valore era circa 10^7, e che la velocità, per alcuni dei raggi, era più di due terzi di quella della luce. Egli provò, in tal modo, che i raggi β consistono in corpuscoli moventisi con velecità prodigiose.

I raggi α non sono tanto facilmente deviati

---

uscire dai limiti di una Nota — che la radioattività si riscontra diffusa ovunque. Però, quanto alla precisa natura del fenomeno, cioè se sia dovuta a radio, o a torio, o ad altre speciali sostanze insieme, nulla ancora si può affermare con assoluta certezza. Veggansi, in proposito, i lavori recentissimi di ELSTER e GEITEL (*Phys.-chem. Centralbl.*, Bd. I,. p. 666, 1 novembre 1904), di B. BOLTWOOD (*The American Journ. of Sc.*, vol. XVIII, pp. 378-387, novembre 1904) e di H. M. DADOURIAN (*Ibid.*, vol. XIX, pp. 16-22, gennaio 1905). (*Nota del Traduttore*).

come i raggi β, ma Rutherford ha di recente dimostrato che deviati possono essere: ed il verso della deviazione indica che essi trasportano una carica *positiva*. Egli trovò — e le sue misure vennero confermate da Des Coudres — che il rapporto $\frac{e}{m}$ è 6×10^3 e che la velocità di queste particelle α è 2×10^9 centimetri al secondo. valore di $\frac{e}{m}$ dimostra, che i veicoli dell'elettricità positiva hanno masse paragonabili con quelle degli atomi ordinarî; così, $\frac{e}{m}$ per l'idrogeno è di 10^4 e per l'elio $2{,}5 \times 10^3$. La grandissima velocità, con cui queste particelle sono lanciate, include una spesa enorme d'energia — punto sul quale ritorneremo in seguito. Una delle cose più interessanti intorno a simili risultati è questa: il valore di $\frac{e}{m}$ indica che gli atomi lanciati non sono atomi di radio, suggerendo o che il radio è un composto contenente elementi più leggeri o che l'atomo di radio sta disgregandosi in tali elementi. Il valore di $\frac{e}{m}$ pei raggi α, ottenuto da Rutherford e da Des Coudres, fa presumere l'esistenza di un gas più pesante dell'idrogeno, ma più leggero dell'elio. I raggi

γ, per quanto sappiamo, non sono deviati, sia da forze magnetiche, sia da forze elettriche.

Vi è rassomiglianza notevole fra una sostanza radioattiva ed una di quelle che emettono radiazioni secondarie sotto l'influenza dei raggi di Röntgen: si sa, che la radiazione secondaria contiene radiazioni dei tipi β e γ; e siccome una parte della radiazione è assorbita con estrema facilità, essendo incapace di attraversare più di un millimetro circa d'aria alla pressione atmosferica, è possibile che da ricerche più scrupolose riesca dimostrata anche la presenza di raggi α, vale a dire di particelle positivamente elettrizzate. La detta rassomiglianza fa sorgere la quistione se, nel caso di corpi colpiti da raggi di Röntgen, non abbia da esser messa in libertà energia al pari di quanto vedremo accadere pe le sostanze radioattive, essendo l'energia emessa dalle sostanze radianti maggiore di quella propria dei raggi di Röntgen, incidenti sopra di esse: e se tale eccesso di energia derivi da cambiamenti, che hanno luogo negli atomi dei corpi esposti ai raggi stessi. Questo punto apparisce degno di studio, poichè deve guidare alla conoscenza d'un modo di comportarsi degli agenti esterni, modo che i corpi radioattivi possono esercitare spontaneamente, vale a dire mettere in libertà l'energia rinchiusa nell'atomo.

Emanazione proveniente da sostanze radioattive.

Rutherford scoperse che il torio emette un *quid*, il quale è radioattivo e viene trasportato in giro da correnti d'aria, come fosse un gas. Onde evitare di pregiudicar la quistione circa lo stato fisico nel quale esiste la sostanza emessa dal torio, Rutherford la chiamò « *emanazione* ». L'emanazione può passare attraverso l'acqua od attraverso il più forte acido e può giungere alla temperatura d'incandescenza del platino, senza soffrire perdita alcuna della radioattività. In tale inerzia essa rassomiglia ai gas argo ed elio, l'ultimo dei quali si trova quasi sempre associato col torio. La radioattività dell'emanazione del torio è affatto transitoria, riducendosi a metà del proprio valore dopo circa un minuto.

I Curie trovarono che anche il radio sprigiona un'emanazione radioattiva, la quale è molto più persistente di quella sprigionata dal torio, richiedendosi circa quattro giorni affinchè la sua attività si riduca a metà valore.

Sembra vi sia ogni ragione di pensare, che tali emanazioni sieno sostanze radioattive in forma gassosa; esse possono essere traspor-

tate da un luogo ad un altro mediante correnti d'aria; e, al pari d'un gas, si diffondono attraverso uno strato poroso, in una proporzione dimostrante che la loro densità è molto grande. Si diffondono lentamente nell'aria ed in altri gas. Il coefficiente di diffusione dell'emanazione del radio attraverso l'aria fu misurato da Rutherford e dalla signorina Brooks, e si concluse che la densità dell'emanazione era circa otto. L'emanazione del radio fu liquefatta da Rutherford e Soddy; ed io, per la cortesia del professor Dewar, sono stato in grado di liquefare il gas radioattivo, scoperto nell'acqua di sorgenti profonde, il quale assomiglia molto intimamente all'emanazione e, con tutta probabilità, è identico con essa. In breve, le emanazioni sembrano soddisfare ad ognuno di quei cimenti, ai quali può essere sottoposto lo stato gassoso. Vero è che esse non possono svelarsi con alcuna delle analisi chimiche del tipo ordinario, nè con l'analisi spettrale; ma ciò dipende unicamente dal fatto, che esse sono presenti in quantità minutissime — quantità di gran lunga troppo piccole per essere riconosciute anche con l'analisi spettrale, metodo di ricognizione straordinariamente grossolano quando lo si paragoni coi metodi elettrici, che noi siamo in grado di usare per sostanze radioattive. Non

è, io credo, esagerazione il dire, che è possibile riconoscere con certezza, mediante il metodo elettrico, una quantità di sostanza radioattiva minore della centomillesima parte della più piccola quantità, che potrebbe riconoscersi con l'analisi spettrale.

Ogni porzione d'un sale di radio, o di torio, sprigiona l'emanazione, sia che la porzione si trovi nell'interno, sia alla superficie del sale; però, la emanazione proveniente dall'interno non isfugge nell'aria, ma rimane avviluppata nel sale e vi si accumula. Se un tal sale radioattivo viene disciolto nell'acqua, ha luogo in sulle prime un grande svolgimento dell'emanazione, che era stata accumulata nel sale solido. L'emanazione può essere estratta dall'acqua o con l'ebollizione del liquido, o col far gorgogliare aria attraverso di esso. Si può anche far uscire l'emanazione accumulata nel sale, portandolo ad una temperatura elevatissima.

Radioattività indotta.

Rutherford, esponendo delle sostanze alla emanazione del torio, osservò che esse diventano radioattive; e, quasi simultaneamente, i

Curie trovarono che la stessa proprietà è goduta dall'emanazione del radio. Questo fenomeno è chiamato « *radioattività indotta* ». Il valore di tale radioattività non dipende dalla natura della sostanza, sulla quale avviene l'induzione ; così, la carta diventa radioattiva quanto un metallo, allorchè si ponga in contatto con le emanazioni del torio o del radio.

La radioattività indotta si sviluppa, in particolar modo, sulle sostanze elettrizzate negativamente. Ad esempio, se l'emanazione è contenuta in un recipiente chiuso, nel quale sia posto un filo elettrizzato negativamente, la radioattività indotta si concentra sul filo medesimo; e questa radioattività indotta, sui corpi negativamente elettrizzati, si può constatare anche quando è debole al punto da non essere palesabile sulle superfici non elettrizzate. Il fatto, che la natura della radioattività indotta non dipende dalla sostanza sulla quale ha luogo l'induzione tende ad indicare che essa sia dovuta ad una sostanza radioattiva, depositata dall'emanazione sui corpi cui arriva in contatto.

Ulteriore indizio di ciò è offerto da un'esperienza instituita dalla signorina Gates, nella quale esperienza la radioattività indotta sopra un filo sottile fu da esso asportata coll'innalzare la temperatura fino all'arroventamento e de-

posta sulle superfici circostanti. La radioattività indotta, dovuta all'emanazione del torio, è molto diversa da quella dovuta all'emanazione del radio, poichè, laddove l'attività dell'emanazione del torio è transitoria al punto da ridursi a metà del suo valore in un minuto, la radioattività indotta dovuta ad essa impiega circa undici ore a scemare nella stessa proporzione. Invece l'emanazione dovuta al radio, che è molto più duratura di quella del torio, impiegando circa quattro giorni in luogo d'un minuto per ridursi a metà valore, dà origine ad una radioattività indotta molto meno duratura, riducendosi a metà valore in circa quaranta minuti, anzichè, come nel caso del torio, in undici ore. L'emanazione proveniente dall'attinio si afferma che sia attiva soltanto per pochi secondi, ma la radioattività indotta da essa par che duri quanto quella del radio[1].

---

[1] Recenti indagini di DEBIERNE (*Comptes Rendus*, CXXXIX, pp. 538-540, 3 ottobre 1904) mostrano che, a differenza di quanto accade pel radio, l'emanazione dell'attinio si svolge molto facilmente dai composti solidi e che la legge di decremento nell'attività di tale emanazione è caratterizzata da una diminuzione di metà valore in quattro secondi; mentre la radioattività indotta dall'emanazione stessa si riduce a metà valore in quaranta minuti. Pel radio, quest'ultima legge è meno semplice, giacchè sulla costante di tempo influisce la durata del-

Separazione del costituente attivo dal torio.

Rutherford e Soddy, in una indagine interessante ed importantissima, hanno dimostrato che la radioattività del torio è dovuta alla trasformazione di questo elemento in un tipo che chiamano *Th X*, e che può venir separato dal residuo del torio con mezzi chimici. Quando tale separazione è effettuata, il torio residuo riesce sfornito, per un certo tempo, della massima parte della sua radioattività, la quale invece si trova nel *Th X*. La radioattività del torio *X* lentamente declina, mentre quella del residuo del torio aumenta fino a ricuperare l'attività iniziale. Intanto che ciò accade, la radioattività del *Th X* svanisce. Il tempo richiesto affinchè la radioattività del *Th X* si riduca ad un valore metà di quello iniziale, fu riscontrato da Rutherford e Soddy eguale a quello impiegato dal torio (da cui il *Th X* fu separato) per ricuperare metà della sua attività primitiva. Tutti

l'esposizione all'emanazione. Per una durata breve, l'andamento è molto irregolare (Cfr. RUTHERFORD, *Radio-activity*, Cap. IX).

(*Nota del Traduttore*).

questi risultati sono in favore dell'ipotesi, che la parte radioattiva del torio (il torio X) sia continuamente prodotta dal torio stesso; cosicchè, se l'attività del torio X fosse permanente, la radioattività del torio aumenterebbe indefinitamente. La radioattività del torio X, però, cessa costantemente. Ciò impedisce l'aumento illimitato della radioattività del miscuglio, la quale raggiungerà un valore permanente quando l'aumento nella radioattività, dovuto alla produzione di nuovo $Th\,X$, è compensato dalla diminuzione nell'attività di quello già prodotto. Sorge ora la questione riguardo alla sorte del $Th\,X$ e dell'emanazione dopo che essi hanno perduto la loro radioattività. Questo $Th\,X$ morto — come lo possiamo chiamare — si va accumulando incessantemente nel torio; ma, dal momento che esso ha perduto la sua radioattività, noi — per istudiarlo — non possiamo fare altro assegnamento che sui metodi dell'analisi chimica: e siccome questi sono quasi infinitamente meno sensibili dei saggi che possiamo applicare alle sostanze radioattive, si richiederanno epoche pressochè geologiche onde accumulare una quantità di $Th\,X$, morto, sufficiente per renderne possibile la ricognizione con l'analisi chimica. Sembra probabile che un esame accurato dei minerali, in cui si presentano torio

e radio, debba fruttare utili ammaestramenti. È notevole che l'elio è quasi sempre un costituente di questi minerali [1].

Si sarà osservato, come già Rutherford e Soddy rilevarono, quanto la produzione della radioattività sembri intimamente connessa coi cambiamenti che hanno luogo nelle sostanze radioattive. Così, per prendere il caso del torio, che è una di quelle sostanze su cui abbiamo le più complete cognizioni, si presenta dapprima il cambiamento del torio in torio X, poi il cambiamento del torio X nell'emanazione e nella sostanza formante i raggi α. La radioattività dell'emanazione è accompagnata da un'ulteriore trasformazione, uno dei cui prodotti è la sostanza che provoca la radioattività indotta.

Secondo questo modo di vedere, la sostanza, mentre è radioattiva, sarebbe continuamente in via di trasformazione da uno stato ad un altro. Queste trasformazioni debbono essere accompagnate da svolgimento d'energia sufficiente per compensare quella trasportata dai raggi che la sostanza emette durante la sua radioattività. La grande quantità d'energia, svolta dalle sostanze radioattive, è dimostrata in modo sorprendente da alcune recenti espe-

[1] Vedi la Nota a p. 174. (*Il Trad.*).

rienze dei Curie con sali di radio. Essi trovarono, che questi sali sprigionano tanta energia, che l'assorbimento di essa, da parte del sale medesimo, è sufficiente a mantenerne la temperatura permanentemente superiore a quella dell'aria, d'una quantità bene apprezzabile (in una delle loro esperienze 1,5° C.). Dalle loro misure si rileva, che un grammo di radio sprigiona, in ogni ora, una quantità d'energia sufficiente per portare la temperatura d'un peso d'acqua, eguale al proprio, da zero al punto d'ebollizione. Questo svolgimento d'energia procede senza interruzione e senza diminuzione apparente. Pertanto, se l'ipotesi che abbiamo esposto è esatta, l'energia proviene dalla trasformazione del radio in altre specie di materia, ed il suo svolgimento deve cessare quando la provvista di radio è esaurita; amenochè tale provvista non sia davvero continuamente in via di rifornimento per la trasformazione d'altri elementi chimici in radio.

Riguardo alla durata probabile d'un campione di radio, possiamo fare una grossolana congettura, combinando il risultato che un grammo di radio svolge 100 calorie all'ora, con quello di Rutherford, che i raggi α sono particelle aventi masse paragonabili con quella d'un atomo d'idrogeno, projettate con una

velocità di circa 2×10^9 centimetri al secondo. Supponiamo, infatti, che il calore misurato dai Curie sia dovuto al bombardamento del sale di radio per opera di queste particelle e, onde avere un limite superiore del tempo che il radio sussisterà, assumiamo che la totalità della massa del radio riesca trasformata nelle particelle α (come materia di fatto noi sappiamo che l'emanazione si produce alla pari con le particelle α). Sia x la vita, in ore, d'un grammo di radio; allora, poichè il grammo emette 100 calorie per ora, ossia $4{,}2 \times 10^9$ ergon, la quantità d'energia emessa dal radio, durante la sua vita, sarà $x \times 4{,}2 \times 10^9$ ergon. Se N è il numero di particelle α emesse durante questo tempo, m la massa d'una di esse in grammi, v la velocità, l'energia nelle particelle α è $\frac{1}{2} N m v^2$: ma questa è eguale a $x \times 4{,}2 \times 10^9$ ergon, quindi $\frac{1}{2} N m v^2 = x \times 4{,}2 \times 10^9$; ma, se il grammo di radio è convertito nelle particelle α, $N m = 1$, e dalle esperienze di Rutherford $v = 2 \times 10^9$, quindi abbiamo

$$x = \frac{1}{2} \frac{4 \times 10^{18}}{4{,}2 \times 10^9} = \frac{10^9}{2{,}1}$$

ore, ossia circa 50.000 anni.

Da questa stima dovremmo dunque attenderci, che la vita d'un pezzo di radio sia dell'ordine di 50.000 anni. Tale risultato dimostra, che non potremmo sperare di scoprire qualsiasi cambiamento misurabile nell'intervallo di pochi mesi. Nel corso della sua vita, il grammo di radio avrà emesso circa 5×10^{10} calorie, risultato dimostrante che, se l'energia è originata da trasformazioni nello stato del radio, l'energia svolta in queste trasformazioni dev'essere d'un ordine di grandezza ben superiore di quella che si svolge in qualsiasi delle reazioni chimiche conosciute. In base all'ipotesi da noi assunta, la differenza tra il caso del radio e quello delle ordinarie reazioni chimiche, è questa: che nelle ultime i cambiamenti sono molecolari, mentre nel caso del radio i cambiamenti sono atomici, avendo la natura d'una decomposizione degli elementi. L'esempio, dato a pag. 122, dimostra quanto sia grande la quantità d'energia che può essere accumulata nell'atomo, se lo si riguarda come costituito da un certo numero di corpuscoli (1).

---

(1) RUTHERFORD ha testè calcolato (*Phil. Trans., London*, vol. CCIV, A, N. 376, 29 novembre 1904) che l'energia emessa da un centimetro cubo d'emanazione di radio è 10.000.000 di calorie-grammo: mentre, come è noto, la

Noi possiamo, io credo, aver qualche lume sui processi che accadono nel radio, considerando il comportamento d'un atomo modello, della specie descritta a pag. 136 e che può essere simbolizzato dal caso dei corpuscoli, i quali, quando girano con grande velocità, sono stabili se disposti in un certo modo: disposizione che diventa instabile allorchè l'energia scende al disotto d'un certo valore, ed è seguita da un'altra configurazione. Una trottola, girante intorno ad un asse verticale, è un altro modello del medesimo tipo. Quand'è in posizione verticale, essa è stabile se l'energia cinetica dovuta alla sua rotazione sorpassa un certo limite. Se questa energia gradatamente diminuisce, allora, quando ha raggiunto il valore critico, la trottola diventerebbe instabile e cadrebbe, e, così facendo, svolgerebbe una quantità d'energia cinetica considerevole.

Seguiamo adunque il comportamento d'un atomo di questo tipo, vale a dire d'un tipo che è stabile in una determinata configura-

---

quantità di calore svolta nella combinazione di un centimetro cubo di idrogeno ed ossigeno per formare acqua è due calorie, vale a dire cinque milioni di volte minore della precedente.

(*Nota del Traduttore*).

zione moventesi uniformemente, quando l'energia cinetica dei corpuscoli sorpassa un certo valore, ma che diventa instabile e passa ad una configurazione diversa, quando l'energia cinetica scende al disotto di quel valore. Suppongasi ora che l'atomo parta con una quantità d'energia cinetica ben superiore al valore critico: l'energia cinetica decrescerà in conseguenza della radiazione emanante dai corpuscoli moventisi rapidamente; ma, finchè il moto si conserva uniforme, la proporzione del decremento sarà straordinariamente lenta e potranno trascorrere migliaia d'anni, prima che l'energia si approssimi al valore critico. Quando si porta assai vicina a questo valore, il moto sarà molto facilmente perturbato e probabilmente avrà luogo uno scostamento considerevole dalla configurazione corrispondente al moto uniforme, accompagnato da grande aumento nella proporzione secondo cui l'energia cinetica va perduta per irradiazione. Ora l'atomo emette un numero di raggi molto maggiore e l'energia cinetica si avvicina rapidamente al valore critico; raggiuntolo, avviene lo sconquasso, la configurazione originale s'infrange, con grande diminuzione nell'energia potenziale del sistema, accompagnata da un eguale aumento nell'energia cinetica dei corpuscoli. L'aumento nella velo-

cità questi può cagionare la scissione dell'atomo in due o più sistemi, corrispondentemente all'emissione dei raggi a e della emanazione.

Se l'emanazione è un atomo del medesimo tipo dell'originale, vale a dire un atomo, la cui configurazione, pel moto uniforme, dipenda dalla sua energia cinetica, il processo verrà ripetuto per l'emanazione, ma in un tempo di gran lunga più breve, e verrà anche ripetuto per le varie sostanze radioattive, quali le sostanze radioattive indotte, nascenti dall'emanazione stessa [1].

---

[1] Veggansi in proposito, quasi a conferma di queste geniali deduzioni del Thomson, due interessantissimi lavori testè pubblicati dal RUTHERFORD: uno dei quali ha per titolo « *La serie di trasformazioni nei corpi radioattivi* » (*Phil. Trans.*, Londra, vol. CCIV, A, N. 376, 29 novembre 1904) e l'altro « *Prodotti di lenta trasformazione del radio* » (*Phil. Mag.*, novembre 1904, pp. 636-650).

Alla fine del primo di detti lavori è posta la questione: qual è il prodotto finale della trasformazione del radio? In seguito alla scoperta di Ramsay e Soddy, della produzione di elio per parte del radio, ci fu la tendenza ad ammettere che il prodotto finale sia appunto l'elio. Ma in appoggio di questa conclusione non vi è prova alcuna: anzi, gli atomi di radio passano attraverso ad una serie ulteriore di cambiamenti lenti, dopo che ebbero luogo i primi e rapidi, durante i quali l'elio aveva fatto la sua comparsa. La presenza di elio in vari minerali di torio

Noi abbiamo riguardato l'energia emessa dal radio e da altre sostanze radioattive come originata da una sorgente interna, vale a dire da cambiamenti nella costituzione dell'atomo; ma, siccome cambiamenti di questa specie non sono stati fin'ora riscontrati, sorge il desiderio di discutere la quistione di altre possibili sorgenti di tale energia. Una sorgente che si presenta tosto da sè, è esterna al radio. Possiamo supporre che il radio consegua la sua energia coll'assorbire qualche specie di radiazione passante attraverso tutti i corpi che si trovano sulla superficie della terra,

---

farebbe presumere che l'elio sia un prodotto tanto del torio, quanto del radio.

Nell'ipotesi che le particelle γ sieno atomi proiettati di elio, si può riguardare gli atomi degli elementi radioattivi come combinazioni di qualche sostanza nota, od ignota, con elio. Tali composti si sfascierebbero spontaneamente e con grande rapidità, emettendo, per la loro disintegrazione, una quantità enorme di energia. Dunque l'uranio, il torio ed il radio sarebbero composti di elio. E lo stesso potrebbe essere di parecchi altri dei cosidetti elementi chimici: vale a dire, l'atomo di elio sarebbe una delle unità secondarie mediante le quali risultano formati gli atomi più pesanti.

Nel secondo dei citati lavori, il Rutherford segnala due nuovi prodotti del radio, oltre a quelli da lui già precedentemente indicati. In complesso, dal radio risultano successivamente, dopo l'emanazione, altre cinque sostanze, chia-

radiazione che sarebbe assorbita con qualche larghezza unicamente da quei corpi che sono radioattivi. Tale radiazione deve essere d'un carattere molto penetrante, poichè il radio conserva la sua attività anche quando è circondato da un grosso blocco di piombo, o quando è collocato in una profonda cantina. Noi abbiamo familiarità con raggi della classe dei Röntgen e coi raggi emessi dal radio stesso, i quali possono produrre effetti sensibili dopo essere passati attraverso parecchi pollici di

---

mate rispettivamente radio A, radio B, radio C, radio D, radio E. Il tempo che si richiede, affinchè la metà di una di queste sostanze si trasformi, è: pel radio, circa 1000 anni; pel radio A, 3 minuti; pel radio B, 21 minuti; pel radio C, 28 minuti; pel radio D, circa 40 anni; pel radio E, circa 1 anno.

L'A. sospetta che il radio D possa essere identico al costituente radioattivo che Hofmann e Strauss (Vedi la Nota a p. 154 del presente libro) ricavarono dalla pechblenda, associato col piombo (*radio-piombo*); giacchè tanto l'una quanto l'altra di tali sostanze emette una grande quantità di raggi β.

In quanto al radio E, sembra quasi certo che esso sia identico al costituente radioattivo del cosidetto *radio-tellurio* di Marckwald (Vedi la Nota sopracitata) ed anche al *polonio* della signora Curie. Queste sostanze, infatti, hanno proprietà chimiche e radioattive molto analoghe: ciascuna emette raggi α e ciascuna può depositarsi sul bismuto introdotto nella soluzione attiva.

(*Nota del Traduttore*).

piombo; cosicchè, l'idea dell'esistenza d'una radiazione molto penetrante non sembra improbabile, quanto lo sarebbe stata pochi anni or sono. È interessante ricordare, che una radiazione molto penetrante fu introdotta da Le Sage più d'un secolo fa, onde spiegare la gravitazione. Le Sage suppose che l'universo sia affollato di particelle straordinariamente piccole, moventisi con velocità grandissime.

Egli le chiamava «*corpuscoli ultramondani*» ed ammetteva che fossero penetranti al punto da poter passare attraverso masse grandi come il sole o i pianeti, senza soffrire che un assorbimento piccolissimo. Essi, ad ogni modo, lo erano in tenue grado e cedevano una piccola frazione della loro quantità di moto ai corpi che attraversavano. Se la direzione dei corpuscoli ultramondani passanti attraverso il corpo fosse uniformemente distribuita, la quantità di moto da essi comunicata al corpo non tenderebbe e muoverlo in una direzione, piuttosto che in un'altra; permodochè un corpo A, solo nell'universo ed esposto al bombardamento dei corpuscoli di Le Sage, rimarrebbe in quiete; se, però, un secondo corpo B si trova vicino ad A, esso farà da scudo ad alcuni dei corpuscoli moventisi da B verso A; per cui A non riceverà in questa direzione tanta quantità di moto quanta ne rice-

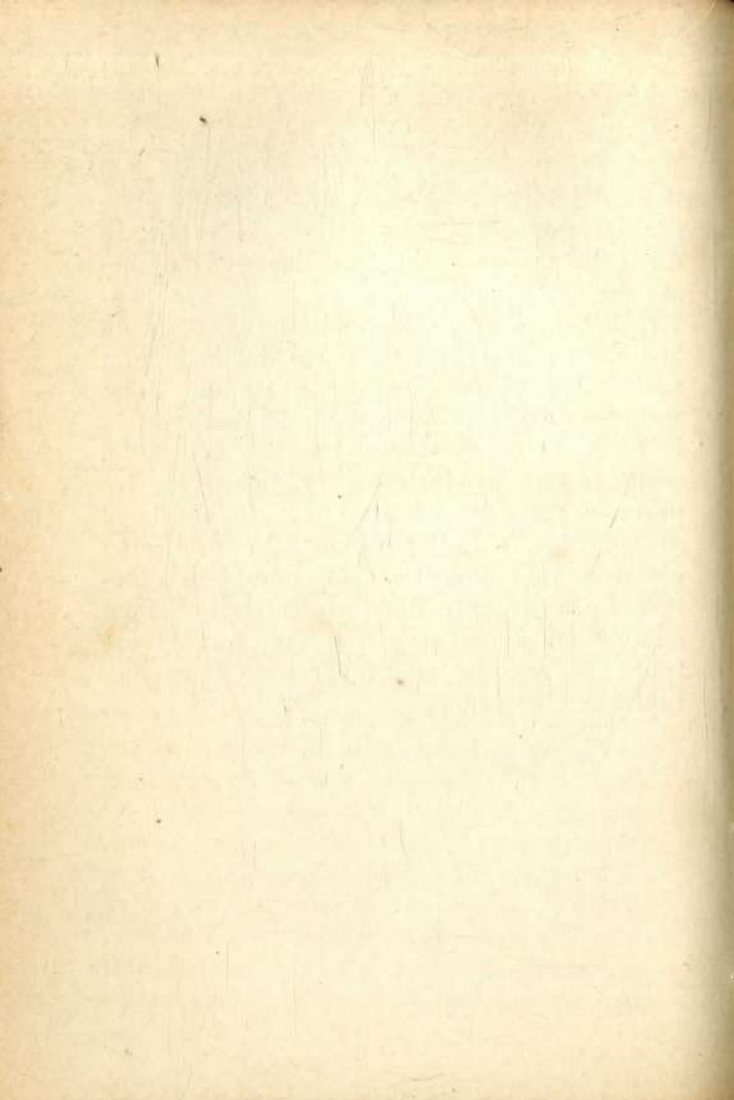
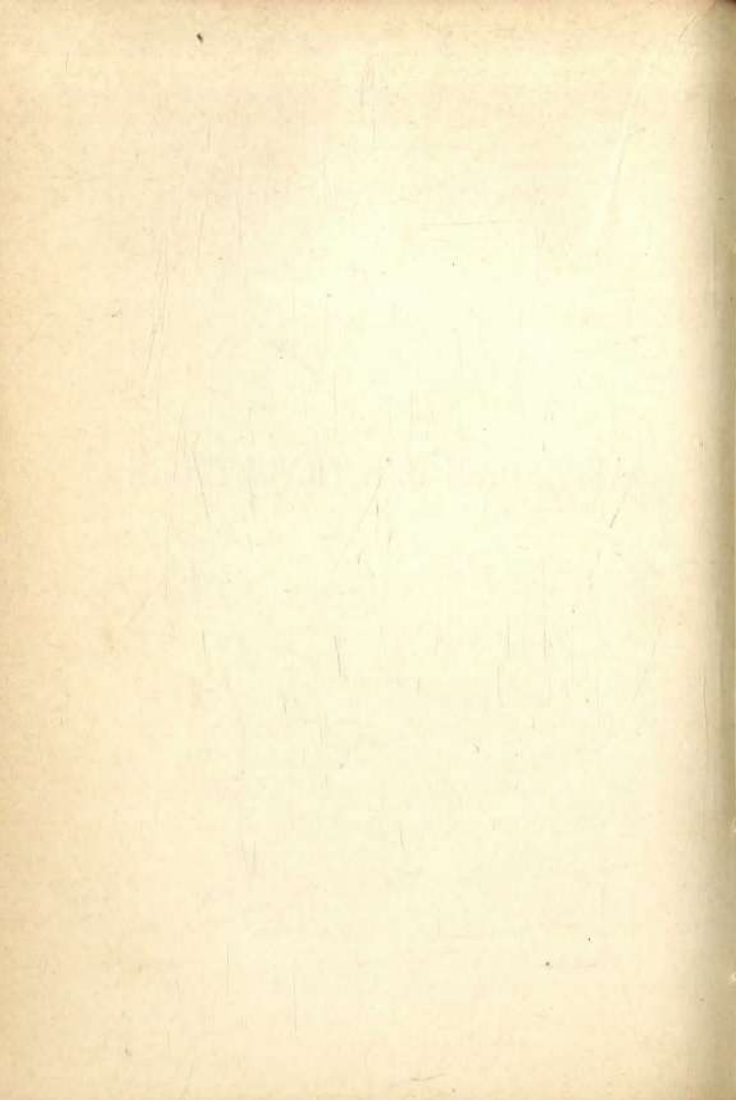
veva quand'era solo nel campo: ma, in questo ultimo caso, esso riceveva, nell'anzidetta direzione, soltanto una quantità di moto sufficiente per mantenerlo in equilibrio; quindi, quando *B* è presente, la quantità di moto nell'opposta direzione avrà il sopravvento e così *A* si muoverà nella direzione *AB* o, in altri termini, sarà attratto da *B*. Maxwell addita, che questa trasmissione di quantità di moto dai corpuscoli di Le Sage al corpo che stanno per attraversare, implica la perdita d'energia cinetica da parte dei corpuscoli; e che, se la perdita di quantità di moto fosse sufficiente per render conto della gravitazione, l'energia cinetica perduta dai corpuscoli ultramondani basterebbe, convertita in calore, a portare il corpo gravitante fino al calor bianco. Il fatto che i vari corpi non sono al calor bianco, fu invocato da Maxwell come un argomento contro la teoria di Le Sage. Non è, tuttavia, necessario supporre che l'energia dei corpuscoli venga trasformata in calore; noi possiamo immaginare che essa si trasformi in una radiazione molto penetrante, la quale possa abbandonare il corpo che gravita. Un semplice calcolo dimostrerà, che la quantità d'energia cinetica trasformata, in ogni secondo e per ogni grammo, del corpo gravitante, deve essere enormemente maggiore di

quella fornita nello stesso tempo da un grammo di radio.

Noi abbiamo visto, nel primo capitolo, che le onde di forza elettrica e magnetica possiedono quantità di moto nella loro direzione di propagazione; possiamo, quindi, sostituire i corpuscoli di Le Sage con raggi di Röntgen molto penetranti. Quelle onde, se assorbite, cederebbero quantità di moto ai corpi attraverso i quali passano; e considerazioni simili a quelle fatte da Le Sage dimostrerebbero, che due corpi si attrarrebbero a vicenda in ragione inversa del quadrato della loro distanza. Se l'assorbimento di queste onde, per unità di volume, dipendesse soltanto dalla densità e ne fosse proporzionale, l'attrazione fra i corpi sarebbe direttamente proporzionale al prodotto delle loro masse. Bisogna ricordare che, in questa ipotesi, un cambiamento qualunque nella gravitazione si propagherebbe con la velocità della luce; mentre gli astronomi credono d'aver dimostrato, che esso si trasmette con una velocità notevolmente più grande.

Come nel caso dei corpuscoli di Le Sage, anche la perdita di quantità di moto subita dai raggi Röntgen sarebbe accompagnata da scomparsa d'energia; per ogni unità di quantità di moto perduta, scomparirebbero v unità d'e-

nergia, essendo v la velocità della luce. Se tale energia venisse trasformata in quella di raggi del medesimo tipo dei raggi incidenti, una breve riflessione dimostrerà, che l'assorbimento dei raggi non produrrebbe attrazione gravitazionale. Per provocare simile attrazione, i raggi trasformati debbono essere di tipo più penetrante dei raggi primitivi. Inoltre, come nel caso dei corpuscoli di Le Sage, l'assorbimento d'energia da questi raggi, se sono essi la causa della gravitazione, dev'essere enorme — al punto, che l'energia emessa dal radio non sarebbe che una piccola frazione dell'energia trasformantesi internamente ad esso. Da queste considerazioni io sono condotto a pensare, che la quantità d'energia irradiata dal radio non sia un valido argomento contro l'opinione, secondo la quale l'energia stessa avrebbe origine da radiazione. Il motivo per cui sono indotto a pensare, che la sorgente d'energia sia nell'atomo stesso di radio e non esterna ad esso, è questo: che la radioattività di sostanze, in tutti quei casi nei quali abbiamo potuto localizzarla, è una proprietà transitoria. Nessuna sostanza continua ad essere radioattiva per molto tempo. Si può domandare come questa asserzione sia conciliabile col fatto, che il torio ed il radio conservano la loro attività senza alcuna sensi-

bile diminuzione. La risposta è questa: come Rutherford e Soddy hanno dimostrato nel caso del torio, è soltanto una frazione straordinariamente piccola della massa che, in un momento qualsiasi, è radioattiva; e questa porzione radioattiva perde la sua attività in poche ore, e dev'essere surrogata da una nuova provvista da parte del torio non radioattivo. Si consideri una qualunque delle sostanze radioattive che abbiamo descritte — il $Th\,X$, le emanazioni del torio e del radio, sostanze che producono la radioattività indotta — tutte sono attive per pochi giorni al massimo, e indi perdono tale proprietà: ciò è quanto dovremmo attenderci dall'ipotesi che la sorgente della radioattività sia un cambiamento nell'atomo: e non quanto sarebbe prevedibile se la sorgente fosse una radiazione esterna.

APPENDICE DEL TRADUTTORE

APPENDICE

Radioattività delle pozzolane dei pressi di Roma (1). — *Radioattività di alcune rocce dei pressi di Roma* (2). — Uno studio sulla radioattività, intrapreso da G. Martinelli e A. Sella per le pozzolane dei pressi di Roma, fu poi proseguito da G. Martinelli, specialmente sopra un'altra parte del materiale geologico di quelle vicinanze, con preferenza al materiale di origine vulcanica. E se n'ebbe per conclusione che la radioattività — in particolare nel materiale eruttivo — è dello stesso ordine di grandezza di quello delle pozzolane; mentre nel materiale sedimentario la radioattività, in generale, è inavvertibile.

---

(1) G. Martinelli e A. Sella, *Rend. R. Acc. Lincei*, vol. XIII, 7 agosto, 1904.

(2) G. Martinelli, *Ibid.*, 20 novembre, 1904.

Riparo ad una dimenticanza col segnalare qui questi due lavori — un cenno dei quali avrebbe dovuto trovar posto nella Nota a pag. 155. G. F.

Radioattività dei prodotti gassosi delle emanazioni terrestri italiane [1]. — Una serie estesa di ricerche sulla radioattività di regioni e di prodotti italiani ha iniziato il Prof. R. Nasini (dell'Istituto di Chimica generale della R. Uni versità di Padova) coadiuvato dai signori F. Anderlini ed M. G. Levi. Tutti i prodotti gassosi delle emanazioni terrestri italiane, che erano già state prima esaminate dal punto di vista chimico da Nasini, Anderlini e Salvadori (Vedi *Atti della R. Acc. dei Lincei* e *Gazz. Chim. Italiana*) vennero ora esaminati dal punto di vista della radioattività. Più radioattivi di tutti vennero trovati i gas delle sor-

---

[1] Era già stampato l'ultimo capitolo, quando dal chiarissimo Prof. G. CARRARA [del *R. Istituto Tecnico Superiore di Milano — Scuola di Elettrochimica Principessa Jolanda*] venni a sapere che il NASINI aveva in corso ulteriori indagini (Vedi Nota a pag. 155) sulla radioattività di prodotti naturali italiani. E debbo alla gentilezza del Carrara l'avermi procurato dalla cortesia dell'illustre Chimico la primizia di una Comunicazione in proposito, che sono ben lieto di offrire ai Lettori in questa Appendice.

(29 gennaio 1905). G. F.

genti termali di Abano (Cfr. la Nota a pag. 155); seguono i gas dei Soffioni boraciferi della Toscana e indi i gas della Grotta del Cane presso Napoli. I prodotti gassosi delle altre emanazioni italiane mostrano una certa attività, ma in grado assai minore. Particolarmente interessanti si presentano i gas dei Soffioni boraciferi, per la presenza in essi di forti quantità di *elio* (circa 0,015 % del gas naturale secco) dai quali esso, per la composizione stessa dei gas (che contengono circa il 94 % tra anidride carbonica ed idrogeno solforato) può venire in gran parte liberato, tanto più che i gas sono già incanalati a scopo industriale e quindi riesce facile la presa di forti quantità dei gas stessi.

Con l'aiuto del Governo, con quello del dott. Ludwig Mond di Londra e del conte Florestano De Larderel (proprietario principale dell'industria toscana dell'acido borico) il professor Nasini ha potuto iniziare in Larderello — che è il centro vulcanico più importante nella regione dei Soffioni boraciferi — una serie completa di ricerche di radioattività. I gas di Soffioni diversi, sono diversamente radioattivi: e questa diversità non è in relazione nè con la temperatura, nè con la pressione sotto la quale esce il gas, nè con la quantità di vapor d'acqua in esso contenuta; proba-

bilmente essa sta in relazione, invece, con la diversità degli strati che il gas stesso attraversa.

La perdita di attività dei gas in funzione del tempo, indica che si tratta di emanazione di radio: questa conclusione è confermata dal comportamento di fili conduttori, sia esposti all'aria, sia immersi in atmosfera di gas e portati ad elevato potenziale negativo. I gas, liberati dall'acido carbonico e dall'acido solfidrico, impressionano una lastra fotografica, anche con posa di 3 a 4 ore. Si sta ora cercando di concentrare l'attività del gas naturale, per arrivare possibilmente al misterioso prodotto, quale sarebbe l'emanazione del radio.

Intanto si è trovato che mano a mano che il gas viene liberato dai suoi componenti (anidride carbonica, idrogeno solforato, metano, idrogeno) e che ci si avvicina al residuo contenente azoto, argo, elio e forse altri gas nobili, l'attività si concentra in modo esattamente proporzionale alla riduzione di volume gassoso e la concentrazione continua quando il gas finale rimasto si faccia passare in un tubo immerso nell'aria liquida: il gas che esce è completamente inattivo e l'emanazione di tutto il gas naturale, da cui si è partiti, rimane condensata.

All'accumulo di questa emanazione tendono ora gli sforzi degli sperimentatori.

Un fatto interessante è, che nessuno dei materiali solidi della regione dei Soffioni (fango dei laghi artificiali dove i gas gorgogliano, terra di trivellazione fino a 60 metri di profondità, rocce serpentinose circostanti) mostrano sensibile attività: sensibilmente attivi, invece si mostrano dei graniti dell'isola d'Elba; ed allo studio di questi sono pure rivolte ora numerose esperienze.

Un nuovo prodotto radioattivo ricavato dall'attinio [1]. — Il Signor Godlewski (della McGill University, Montreal) è riuscito ad ottenere dall'attinio un corpo pure radioattivo, che chiama *Ac X*, perchè corrispondente all'*Ur X* dell'uranio e al *Th X* del torio. Le ricerche furono fatte con un preparato di emanio (*Emanationskörper* di Giesel), il quale, come abbiamo accennato (Vedi pag. 154) fu già riconosciuto identico, nelle proprietà radioattive, all'attinio di Debierne.

---

(1) T. Godlewski, *Nature*, vol. 71, pp. 294-295, Londra, 26 gennaio 1905.

Questa Nota si può considerare come complemento di quella a pag. 154 e del § a pag. 166.

Il prodotto *Ac X*, immediatamente dopo la sua separazione, era, a parità di volume, oltre 100 volte più attivo dell'attinio originale. L'attività, nel primo giorno dopo la rimozione, aumentava di circa 15 % del valore iniziale; e poscia diminuiva col tempo secondo una legge esponenziale, riducendosi a metà valore in circa dieci giorni. Invece l'attinio, dal quale l'*Ac X* era stato rimosso — e quasi affatto inattivo immediatamente dopo la separazione — riacquistava gradatamente la sua perduta attività. Come nel caso del torio, la curva di ricupero dell'attività era complementare alla curva di decremento dell'*Ac X*.

Il modo di comportarsi dell'*Ac X* è dunque perfettamente analogo a quello del *Th X*: solo la costante di variazione ha un valore diverso, ciò che caratterizza appunto l'*Ac X*.

Esperienze opportune dimostrarono che l'emanazione era prodotta dall'*Ac X* e non direttamente dall'attinio. Quest'ultimo, immediatamente dopo la separazione dell'*Ac X*, sviluppava ben poca emanazione, mentre l'*Ac X* la produceva in grande quantità. La quantità d'emanazione dell'*Ac X* diminuiva col tempo nella misura stessa secondo la quale l'*Ac X* andava perdendo la propria attività. Contemporaneamente l'attinio gradatamente aumentava in potere emanante, per la produzione

di nuovo *Ac X*, raggiungendo, in fine, un valore di equilibrio.

Il prodotto *Ac X* emette tanto raggi α come raggi β e probabilmente anche raggi γ. È però difficile decidere se i raggi β provengano direttamente dall'*Ac X* o dalla radioattività eccitata, alla quale l'emanazione dà origine.

Vi è un punto interessante, che differenzia la radioattività del torio da quella dell'attinio. Dopo la separazione dell'*Ac X*, l'attinio riesce quasi completamente inattivo, osservandosi solo il 4 $^0/_0$ dell'attività massima. È probabile che questo valore possa ulteriormente ridursi con successive precipitazioni. Il torio ed il radio, invece, mostrano sempre un'attività non separabile, corrispondente a circa il 25 $^0/_0$ della massima. Ciò tenderebbe a dimostrare che l'attività dell'attinio ordinario sia dovuta interamente all'*Ac X* ed ai suoi prodotti successivi e che poca — se pur lo è — venga fornita direttamente dall'attinio stesso. Dal punto di vista delle trasformazioni radioattive, vorrebbe dire che il cambiamento dell'attinio in *Ac X* avverrebbe senza emissione di raggi.

INDICE ALFABETICO

K

L

M

N

O

P

Q

R

S

T

U

V

W

Z